

N° d'enregistrement
au C.N.R.S.
A. O. 5909

THÈSE

DE DOCTORAT ES SCIENCES PHYSIQUES

présentée

A L'UNIVERSITÉ DE PARIS VI

par

Rudi HANBABA

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES

Sujet de la thèse : ÉTUDE DES IRRÉGULARITÉS DE LA DENSITÉ
ÉLECTRONIQUE DE L'IONOSPHERE PAR LA
MESURE DES EFFETS FARADAY ET DOPPLER
DIFFÉRENTIELS DES SATELLITES BALISES.

Soutenue le 28 Juin 1971 levant la Commission d'Examen

MM. ROCARD	Président
DELLOUE	Examineurs
GARNIER	

N° d'enregistrement
au C.N.R.S.
A. O. 5909

THÈSE

DE DOCTORAT ES SCIENCES PHYSIQUES

présentée

A L'UNIVERSITÉ DE PARIS VI

par

Rudi HANBABA

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES

Sujet de la thèse : ÉTUDE DES IRRÉGULARITÉS DE LA DENSITÉ
ÉLECTRONIQUE DE L'IONOSPHERE PAR LA
MESURE DES EFFETS FARADAY ET DOPPLER
DIFFÉRENTIELS DES SATELLITES BALISES.

Soutenue le 28 Juin 1971 devant la Commission d'Examen

MM. ROCARD	Président
DELLOUE	Examineurs
GARNIER	



Tout d'abord, je voudrais rendre hommage à la mémoire de Monsieur le Professeur VASSY. La qualité de son enseignement a grandement contribué à mon orientation vers la Géophysique ; il m'a initié à la recherche et patiemment guidé vers la réalisation de ce travail. Son inlassable activité d'enseignant et de chercheur restera toujours pour moi un exemple.

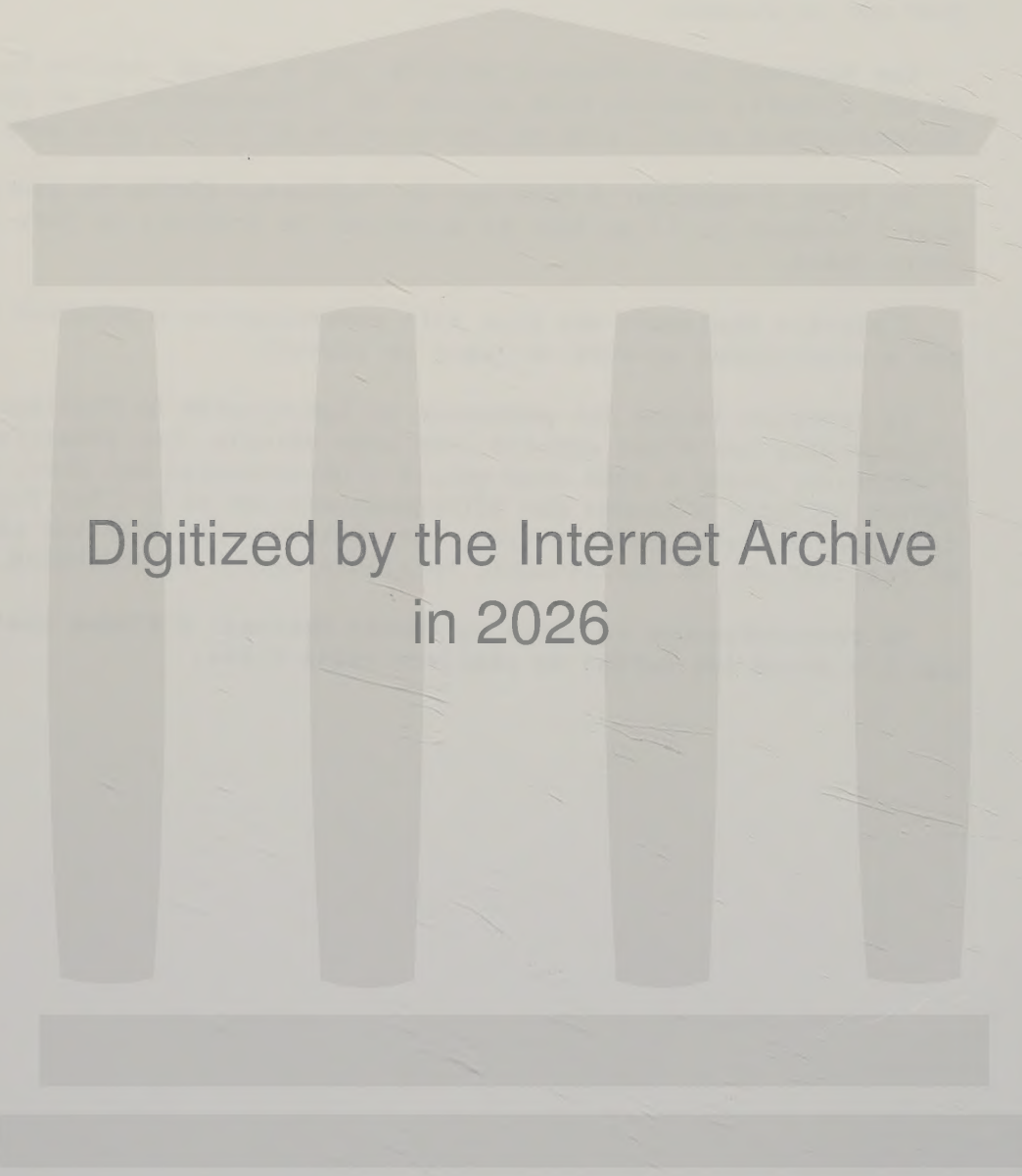
Que Monsieur le Professeur DELLOUE, qui a assumé ensuite la direction de mon travail, veuille bien trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance pour l'aide et les conseils qu'il m'a prodigués.

Je tiens à exprimer à Monsieur le Professeur ROCARD ma gratitude pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de présider le jury de cette thèse.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à Monsieur GARNIER qui a aimablement accepté de juger ce travail.

Je remercie toutes les personnes du Laboratoire de Physique de l'Atmosphère qui m'ont apporté leur aide amicale. Ces remerciements s'adressent aussi à tous ceux qui, à l'Observatoire Del Ebro, au Centre National d'Etudes des Télécommunications et à l'Air Force Cambridge Research Laboratories, ont contribué aux diverses tâches de réalisation, en particulier, Messieurs GALDON et KLOBUCHAR.

Ma reconnaissance va enfin au Centre National d'Etudes Spatiales qui m'a donné les moyens de réaliser cette thèse.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41556002_0004

S O M M A I R E

Tableau des Abréviations.

Liste des Tableaux Numériques.

Liste des Figures.

CHAPITRE I.	-	INTRODUCTION	1
CHAPITRE II.	-	EFFET DOPPLER FIZEAU DIFFERENTIEL	6
CHAPITRE II - A.	-	Introduction	6
CHAPITRE II - B.	-	Calcul de l'Effet Doppler Fizeau Différentiel	7
I.	-	Influence de la réfraction ionosphé- rique sur l'effet Doppler Fizeau diffé- rentiel	8
A	-	Méthodes de calculs de l'effet Doppler Fizeau différentiel	8
B	-	Influence d'une hétérogénéité	11
II.	-	Détermination des trajectoires des ondes	18
A	-	Calcul de l'indice de réfraction. 20	
1	-	Calcul de B_0	20
2	-	Calcul de la densité électro- nique	21

2-1 - Profil moyen.....	21
2-2 - Irrégularité du profil .	24
B - Détermination des trajectoires des ondes	26
III. - Calcul de $L_j(t)$	27
IV. - Calcul de l'effet Doppler Fizeau dif- férentiel	27
CHAPITRE II - C. - Applications à l'Etude de l'Ionosphère	29
I. - Principe de la méthode	29
II. - Exemples	32
A - Révolution 05267 du Satellite Ex- plorer 27	32
B - Révolution 08790 du Satellite Ex- plorer 22	37
C - Révolution 11513 du Satellite Ex- plorer 27	40
D - Révolution 14268 du Satellite Ex- plorer 22	43
E - Révolution 11514 du Satellite Ex- plorer 27	47
III. - Unicité de la solution	49
A - Définitions	49

B - Exemples	50
1 - Révolution 09172 du Satellite	
Explorer 22	50
1-1 - Ensembles $\mathcal{C}$ et $\mathcal{C}_f$	50
1-2 - Ensembles $\mathcal{C}^*$ et $\mathcal{C}_f^*$	51
2 - Révolution 11672 du Satellite	
Explorer 22	52
CHAPITRE II - D. - Résultats Expérimentaux	53
I. - Intensité des irrégularités	53
II. - Distribution géographique des irrégularités	58
III. - Influence de l'activité géomagnétique.	58
IV. - Evolution diurne des irrégularités ...	60
V. - Altitude et étendue géographique des irrégularités	60
CHAPITRE II - E. - Conclusion	63
CHAPITRE III. - EFFET FARADAY DIFFERENTIEL	66
CHAPITRE III- A. - Introduction	66
CHAPITRE III- B. - Observations des Perturbations Ionosphériques	67
I. - Données expérimentales	67
II. - Distributions spatiales et temporelles des points de mesure	69

III. - Caractéristiques des hétérogénéités ..	72
IV. - Classification des irrégularités ionosphériques	79
CHAPITRE III- C. - Résultats Expérimentaux	80
I. - Intensité et étendue géographique des irrégularités	80
II. - Altitude des irrégularités	80
III. - Distribution géographique des irrégularités	84
IV. - Variations diurnes	84
A - Influence du nombre t_s d'heures écoulées depuis le lever du Soleil	84
B - Variations diurnes des paramètres des irrégularités	87
V. - Variations saisonnières	91
A - Fréquence d'observation des irrégularités	91
B - Variations saisonnières des paramètres des irrégularités	91
C - Comparaison des variations diurnes et saisonnières	94
VI. - Influence du cycle solaire	94

VII. - Influence de l'activité géomagnétique	96
A - Relations entre les irrégularités ionosphériques et les coefficients K_H	96
B - Relations entre les irrégularités ionosphériques et les coefficients K_p et $\sum K_p$	99
C - Irrégularités ionosphériques obser- vées pendant des orages magnétiques	102
VIII. - Observations d'irrégularités et para- mètres de l'ionosphère	103
CHAPITRE III- D. - Conclusion	105
CHAPITRE IV. - INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET CONCLUSION	106
CHAPITRE IV - A. - Introduction	106
CHAPITRE IV - B. - Mécanismes de Formation d'Hétérogé- neités de densité électronique	106
CHAPITRE IV - C. - Résultats et discussion	108
I. - Déplacement de l'ionisation	108
II. - Forme des irrégularités	109
III. - Influence de la variation temporelle de paramètres de l'ionosphère	116
A - Influence d'un réchauffement rapi- de de l'ionosphère	116

B - Relation avec la composition chimique de l'atmosphère neutre	117
C - Mécanismes de couplage	118
IV. - Influence de l'activité géomagnétique	119
CHAPITRE IV - D. - Conclusion	120
CHAPITRE V. - CONCLUSION GENERALE	121
ANNEXE 1. - Vitesse de propagation des perturbations ionosphériques	126
ANNEXE 2. - Trajectoire du satellite	129
ANNEXE 3. - Composantes du champ géomagnétique	132
ANNEXE 4. - Interprétation des enregistrements de l'effet Doppler différentiel	134
I. - Correspondance entre l'ionosphère et l'aspect d'un enregistrement	134
II. - Principe de la détermination de l'altitude d'une irrégularité	136
ANNEXE 5. - Détermination du contenu total d'électrons par la mesure de l'effet Faraday différentiel	140
I. - Principe du calcul du contenu total d'électrons par la mesure de l'effet Faraday différentiel	141

II. - Détermination du facteur M	143
A - Calcul de M	144
B - Validité de la méthode	148
1 - Incertitude due au choix d'un noeud de référence	148
2 - Incertitude due à la densité électronique	148
3 - Conclusion	155
III. - Détermination du nombre m_{Ω}	155
BIBLIOGRAPHIE.-	161

PRINCIPALES NOTATIONS UTILISEES

SIGNES PARTICULIERS. -

$ $	Norme ou valeur absolue.
$\bar{y}$	Valeur moyenne de la fonction y .
$[y]_{x_0}$	Valeur numérique de la fonction $y(X)$ pour la valeur X_0 de la variable X .
$\overline{y}$	Arc de courbe.
$\vec{y}$	Vecteur.
$[y]_l, [y]_s$	Indices souscrits l et s : inférieur et supérieur.
y_{lmn}	Indices souscrits comportant 3 chiffres : valeur numérique de la fonction y à l'altitude lmn .
$\{ \}$	Ensemble.

ALPHABETS. -

a	Azimut.
$\vec{B}_0$	Champ géomagnétique.
c	Vitesse de propagation de la lumière dans le vide.
ds	Longueur élémentaire d'un arc de courbe.
e^-	Electron.
e	Charge de l'électron.
e	Indice souscrit relatif à l'onde extraordinaire.
E	Élévation du satellite.
$\overline{E}$	Courbe expérimentale de la fréquence Doppler différentielle.
E_N	Épaisseur réduite de l'ionosphère.
$E_N^m E_N^m$	Limites inférieure et supérieure de l'épaisseur réduite d'une irrégularité ionosphérique.
$\{ \mathcal{E} \}$	Ensemble des paramètres d'une irrégularité ionosphérique.

f, f_1, f_2	Fréquence de l'onde radioélectrique.
f_{OE}	Fréquence critique de la couche E.
f_{OF2}	Fréquence critique de la couche F2.
f_{B_0}	Gyrofréquence.
f_{M_i}	Fréquence de plasma.
A_{M_i}	Amplitude maximum d'une irrégularité.
A_{M_i}	Amplitude d'une irrégularité au point M_i .
(f_i)	Enregistrement de la fréquence Doppler différentielle.
(f_i)	Ensemble des valeurs théoriques de la fréquence Doppler différentielle.
h	Altitude.
h_m	Altitude du maximum d'ionisation de la couche F2.
h_i	Altitude à laquelle est calculé le facteur M .
h_s	Altitude du satellite.
h'_E	Hauteur de réflexion virtuelle de la couche E.
H_1	Décrément de la densité électronique au-dessous du maximum d'ionisation de la couche F2.
H_2	Décrément de la densité électronique au-dessus du maximum d'ionisation de la couche F2.
i	Indice relatif au point courant de la trajectoire d'une onde électromagnétique.
(I_i)	Classes d'amplitude des irrégularités ionosphériques.
(I_{R_i})	Classes d'amplitude relative des irrégularités ionosphériques.
j	Indice 1 ou 2.
(j)	Trajectoire d'une onde de fréquence f_j .
k	$= f_2 / f_1$
K_H	Coefficient trihoraire d'activité géomagnétique à Chambon-la-Forêt
K_P	Coefficient trihoraire d'activité géomagnétique "planétaire".
L	Latitude.
L'	Colatitude.
L_F	Lignes de forces du champ géomagnétique.
$L_j(t) = \int_{(j)} n_j(x, y, z, x', y') ds_j$	
l	Indice souscrit longitudinal.
m	Masse de l'électron.
m_n	voir définition annexe 5 - I.

$$M_i(x_i, y_i, z_i) = B_0 \cdot \cos \theta \cdot \sec \psi$$

Point courant.

M_I Point où l'intensité d'une irrégularité est maximum.

M_{3000F2} Facteur de transmission pour un trajet de 3.000 km avec réflexion sur la couche F_2 .

n, n_j Indice de réfraction de l'ionosphère.

n_e Voir définition annexe 5 - II - B 2-3.

n_Ω Nombre de demi-rotations Faraday.

N Densité électronique.

N_0 Densité électronique maximum.

N Contenu total d'électrons.

0 Indice souscrit : relatif à l'onde ordinaire.

$O(xyz)$ Trièdre de référence centré à la station O .

(P) Courbe représentative de la fonction $\mathcal{N}(L)$.

P_i Probabilité d'observer une irrégularité ionosphérique.

S_i Position du satellite.

t Indice souscrit : transversal.

t Temps.

t_{ls} Temps compté à partir de l'heure du lever du Soleil.

t_o Temps auquel le satellite est le plus près de la station au sol.

t_{pp} Temps auquel la fréquence Doppler différentielle est nulle.

t_m Temps auquel l'intégration de la densité électronique de l'irrégularité sur la droite SO est maximum.

(T_i) Classes d'étendue géographique des irrégularités ionosphériques.

T_o, T_e Courbes théoriques de la fréquence Doppler différentielle, relatives à l'onde ordinaire et à l'onde extraordinaire, en fonction du temps.

$\mathcal{C}$ Période Faraday.

x_n, x_{mn} Paramètres caractéristiques d'une irrégularité.

$$x' = \frac{\partial x}{\partial z}$$

$$X = \left(\frac{f_N}{f} \right)^2 = \left(\frac{\omega_N}{\omega} \right)^2$$

$$Y = \frac{f_{B_0}}{f} = \frac{\omega_{B_0}}{\omega}$$

$$Y_l = Y \cdot \cos \theta$$

$$Y_t = Y \cdot \sin \theta$$

$$y' = \frac{\partial y}{\partial z}$$

$\vec{z}$ Verticale de la station d'observation.

$\Delta f(t)$ Fréquence Doppler différentielle.

ΔN_i Accroissement du contenu total d'électrons provoqué par une irrégularité.

ΔN_i Amplitude d'une perturbation ionosphérique.

Δn Ecart entre le nombre de demi-rotations Faraday sur deux fréquences.

$\Delta \Omega$ Différence des rotations Faraday sur deux fréquences.

$$\frac{\int N}{N} = \frac{N_{hi} - N_{hm}}{N_{hi}}$$

ε Incertitude sur la correction $\frac{\int N}{N}$.

ε_0 Permittivité du vide.

θ Angle entre la normale à l'onde et le champ géomagnétique.

λ Longitude.

ψ Angle entre la direction de propagation et la verticale du lieu.

ω Pulsation d'une onde radioélectrique.

$$\omega_H = \sqrt{\frac{N \cdot e^2}{\varepsilon_0 \cdot m}}$$

$$\omega_{B_0} = \frac{e \cdot B_0}{m}$$

Ω Déphasage entre l'onde ordinaire et l'onde extraordinaire.

$\sum K_p$ Coefficient journalier d'activité géomagnétique planétaire.

$\overline{3}$ Angle entre le rayon et la normale à l'onde.

$$\overline{3} = \frac{h - h_m}{H_j}$$

LISTE DES TABLEAUX NUMERIQUES

- Tableau 1. - Intégration de la densité électronique d'une irrégularité le long de différents rayons.
- Tableaux 2 à 4- Calcul des paramètres d'une irrégularité ionosphérique.
- Tableaux 5 à 8- Description d'irrégularités ionosphériques.
- Tableau 9. - Répartition des irrégularités observées suivant la valeur K_p du coefficient trihoraire d'activité géomagnétique "planétaire".
- Tableau 10. - Amplitude des irrégularités ionosphériques.
- Tableau 11. - Etendue géographique des irrégularités ionosphériques.
- Tableau 12. - Variations diurnes des paramètres des irrégularités ionosphériques.
- Tableau 13. - Variations du pourcentage d'irrégularités de petite taille et de faible amplitude.
- Tableau 14. - Variations diurnes et saisonnières des paramètres des irrégularités ionosphériques.
- Tableau 15. - Variations saisonnières du pourcentage d'irrégularités de petite taille et de faible amplitude.
- Tableau 16. - Relation entre le nombre d'irrégularités observées et le flux solaire.

Tableau 17. - Amplitude des irrégularités observées de 1965 à 1968.

Tableau 18. - Etendue géographique des irrégularités observées de 1965 à 1968.

Tableau 19. - Répartition des irrégularités et des points de mesure suivant la valeur du coefficient trihoraire K_H mesuré à Chambon-la-Forêt.

Tableau 20. - Amplitude et étendue géographique des irrégularités ionosphériques observées des stations de Tortosa et du Val-Joyeux.

Tableau 21. - Principales propriétés des irrégularités ionosphériques observées.

Tableau 22. - Temps de passage au plus près de la station et temps annulant la fréquence Doppler différentielle.

Tableau 23. - Influence des hauteurs h_i sur la valeur numérique des contenus totaux.

Tableau 24. - Incertitude ε_n due au choix d'un noeud de référence.

Tableau 25. - Influence de l'incertitude $\frac{\Delta h_m}{h_m}$ de l'altitude du maximum d'ionisation sur la correction.

Tableau 26. - Influence de l'incertitude $\frac{\Delta N_0}{N_0}$ de la densité électronique maximum de l'ionosphère sur la correction.

Tableau 27. - Sources d'erreurs affectant la correction $\frac{S\mathcal{K}}{\mathcal{K}}$.

LISTE DES FIGURES

- Figures 1 à 5 - Trajectoires des ondes électromagnétiques au voisinage d'une irrégularité. Contours d'iso-amplitude de l'irrégularité.
- Figures 6 à 8 - Courbes représentatives de l'effet Doppler-Fizeau différentiel.
- Figures 9-10. - Variation du contenu total d'électrons pendant la traversée d'une irrégularité.
- Figure 11. - Distribution des irrégularités ionosphériques observées en fonction de l'azimut du satellite.
- Figure 12. - Aspects schématiques de perturbations de l'enregistrement de la fréquence Doppler différentielle.
- Figure 13. - Enregistrement de l'effet Faraday sur la fréquence 41 MHz.
- Figure 14. - Représentation schématique du domaine géographique observé de la station du Val-Joyeux.
- Figure 15. - Variation brusque de la dérivée logarithmique de la période Faraday lors de la traversée d'une irrégularité.
- Figure 16. - Irrégularité ionosphérique observée à partir de l'enregistrement de l'amplitude du champ radioélectrique sur les fréquences 40 et 41 MHz, émises par le satellite "Explorer 22".
- Figure 17_A - Exemple d'irrégularité ionosphérique qui inverse le gradient latitudinal du contenu total d'électrons.
- Figure 17_B - Exemple d'irrégularité ionosphérique qui perturbe faiblement le gradient latitudinal du contenu total d'électrons.

- Figure 18 - Distribution des irrégularités ionosphériques observées en fonction de l'azimut du satellite.
- Figure 19 - Histogramme illustrant la variation de la probabilité p_i d'observer une irrégularité en fonction du nombre t_{ls} d'heures écoulées depuis le lever du Soleil.
- Figure 20 - Histogramme illustrant la variation saisonnière du rapport R du nombre d'irrégularités observées au nombre de points de mesures retenus.
- Figure 21 - Représentation schématique d'une irrégularité observée simultanément des stations de Tortosa et du Val-Joyeux.
- Figure 22 - Histogramme illustrant la variation de la norme $|p_i|$ de la probabilité d'observer une irrégularité en fonction de l'angle θ entre le champ géomagnétique et la direction de propagation du signal radioélectrique reçu.
- Figure 23 - Représentation dans un plan vertical de quelques paramètres géométriques relatifs à un passage zénithal du satellite.
- Figure 24 - Influence de l'altitude d'une irrégularité sur l'effet Farad
- Figure 25 - Moyenne ε'_e des variations $|\varepsilon_e(n_e)|$ de la correction sur valeur des contenus totaux d'électrons.
- Figure 26 - Evolution, en fonction de la distance zénithale du satellite des erreurs affectant la valeur du contenu total d'électrons
- Figure 27 - Evolution latitudinale des quantités $(\omega_{h_1})_{m_{\Omega}=0}$ et $(\omega_{h_1})_{m_{\Omega}=1}$.

CHAPITRE I. : INTRODUCTION

Les satellites artificiels balises fournissent un excellent moyen d'étude de l'ionosphère par l'observation de la propagation des ondes électromagnétiques à travers ce milieu.

La plupart des observations sont basées sur deux propriétés caractéristiques du signal reçu :

1 - Le milieu traversé est biréfringent. Chacune des composantes ordinaire et extraordinaire du vecteur électrique subit une rotation propre. La force électromotrice induite dans un dipôle de réception est proportionnelle à la somme de ces deux composantes. L'amplitude de cette force électromotrice est fonction du temps (effet Faraday).

2 - Le milieu traversé n'est pas optiquement homogène (l'indice de réfraction n'a pas la même valeur dans toutes les directions) et le satellite est animé d'une vitesse relative par rapport à la station au sol. La fréquence du signal radioélectrique reçu au sol diffère de la fréquence d'émission du satellite (effet Doppler-Fizeau). La réception des ondes de deux fréquences harmoniques en cohérence de phase met en évidence la contribution provenant de l'ionosphère (effet Doppler-Fizeau différentiel).

L'effet Faraday des satellites artificiels balises a surtout permis d'entreprendre des études de l'évolution du contenu total d'électrons

de l'ionosphère en fonction du temps, de la latitude, de la longitude et de différents paramètres géophysiques (indice magnétique, activité solaire...). Dès le lancement du premier satellite artificiel "Spoutnik 1", ce travail a pris un développement important dans de nombreux laboratoires. Les stations d'observations réalisent actuellement une couverture quasi complète des continents.

Ce furent LITTLE et al. (1960) qui montrèrent que les variations irrégulières de la période Faraday observée sur les signaux de fréquence 20 MHz en provenance de "Spoutnik 3" étaient dues à des irrégularités rencontrées sur la trajectoire de l'onde.

Une distinction a été faite entre des irrégularités de "grande échelle", de dimension de l'ordre de 100 km, et des irrégularités de "petite échelle", d'amplitude inférieure. Les premières sont responsables des variations rapides de la période Faraday. Les secondes produisent les scintillations. Nous n'abordons pas l'étude de ce deuxième type d'irrégularités.

Les fluctuations de la période de rotation Faraday ont permis des analyses de l'évolution des hétérogénéités. [LISZKA et al., 1965 ; ROGER, 1964 ; MERRILL et al., 1963 ; TITHERIDGE, 1963]. Les irrégularités ont été observées principalement dans les zones aurorales. Des corrélations avec l'activité magnétique et l'indice de scintillations dans les zones aurorales ont été trouvées. Ces auteurs supposent que les irrégularités sont engendrées dans les zones aurorales et se déplacent vers les régions tempérées avec des vitesses de l'ordre de quelques centaines de mètres par seconde. Les irrégularités sont produites par l'interaction de flux de particules de faible énergie avec la haute atmosphère ou proviennent d'un phénomène de transport de l'ionisation locale. L'apparition des irrégularités affectant la période Faraday a été corrélée avec la présence de F diffus et avec l'indice de scintillations [ANASTASSIADES, 1968].

Quant à la détermination de tous les paramètres des irrégularités, elle a été tentée [TURNBULL et al., 1965] mais le principe de la

méthode employée est très critiquée [KOKURIN et al., 1966]. La plupart des auteurs ne constatent que la présence d'irrégularités ; la position, la taille et l'intensité des perturbations n'ont pas été évaluées systématiquement pour une longue période d'observation.

Les gradients du contenu total d'électrons dus à des irrégularités ont également été étudiés à partir d'enregistrements de l'effet Doppler différentiel des signaux de fréquences 40 et 360 MHz du satellite "Explorer 22" par BHONSLE (1966). Des variations journalières moyennes du gradient du contenu total, exprimé en électrons par mètre carré pour 100 km de distance horizontale, ont été trouvées.

Mais les mesures de l'effet Doppler différentiel ont surtout été utilisées en vue du calcul du contenu total d'électrons de l'ionosphère le long de la trajectoire de l'onde [MENDONCA, 1963 ; CHECCACCI et al., 1968 ; BERTEL et al., 1969]. Malheureusement, le contenu total ne peut être calculé que moyennant plusieurs hypothèses (fréquence d'émission élevée, faible gradient du contenu total, faible distance zénithale du satellite). Or, le contenu total présente très souvent de forts gradients latitudinaux et longitudinaux. La détermination du contenu total à partir de l'effet Doppler différentiel seul est souvent aléatoire. Par contre, l'enregistrement simultané des effets Doppler et Faraday différentiels permet un calcul très précis du contenu total [HANBABA et al., 1970].

Les méthodes de sondages ionosphériques par le haut (satellite "Alouette") ont aussi montré l'existence de forts gradients de densité électronique au-dessus du maximum d'ionisation [CALVERT, 1966]. Devant les difficultés apparaissant au cours de l'interprétation des ionogrammes, la structure fine de l'ionosphère ne peut pas être obtenue [WARREN, 1963 ; VASSEUR et al., 1967]. Le balayage en fréquence du satellite "Alouette 2" dure trente secondes pendant lesquelles l'altitude du satellite peut varier de 25 km. Le satellite ne gravite pas toujours au-dessus de l'ionosphère.

D'autre part, la propagation n'est pas toujours zénithale.

Des techniques in situ permettant l'évaluation de la densité électronique au voisinage de la trajectoire du satellite ont également été élaborées. Les variations en fonction du temps et de l'altitude de la concentration électronique ont été présentées par ALPERT et al. (1966). La densité électronique N_s à l'altitude h_s du satellite ne peut être calculée qu'en négligeant les intégrales

$$\int_0^{h_s} \frac{\partial N}{\partial x} . dh \quad ; \quad \int_0^{h_s} \frac{\partial N}{\partial y} . dh \quad \text{et} \quad \int_0^{h_s} \frac{\partial N}{\partial t} . ds$$

devant la concentration N_s [GRINGAUZ et al., 1965]. L'influence des gradients horizontaux de densité électronique sur l'interprétation des résultats est très discutée [ROSS et al., 1968 ; ALPERT, 1969 ; ROSS, 1969 ; ALPERT et al., 1969].

Des variations brusques de la densité électronique le long de l'orbite du satellite ont été étudiées. Des analyses spectrales de la grandeur de ces hétérogénéités ont été effectuées [ALPERT, 1964 ; TSEDILINA et al., 1964].

Une méthode de détermination directe de l'amplitude d'une irrégularité rencontrée par le satellite sur son orbite a été proposée par CHECCACCI et al. (1966). Cette méthode est basée sur la mesure des variations de l'impédance d'entrée sur l'antenne d'un satellite.

Les dernières méthodes citées ne donnent pas une image complète de l'ionosphère. Les méthodes "in situ" ne fournissent que la valeur des paramètres ionosphériques sur la trajectoire du mobile. Par l'observation des satellites balises, on a constaté la présence d'irrégularités ; dans les circonstances les plus favorables, la taille et l'intensité des perturbations ont été approximativement évaluées.

Nous montrerons que la répercussion de très faibles hétérogénéités de densité électronique sur les enregistrements de l'effet Doppler différentiel peut être traduite quantitativement. Nous définirons la position, les dimensions et l'intensité des hétérogénéités rencontrées par une onde entre un satellite balise et une station au sol. Dans une deuxième partie, nous essaierons de calculer certains de ces paramètres en utilisant les enregistrements de l'effet Faraday différentiel.

CHAPITRE II : EFFET DOPPLER FIZEAU DIFFERENTIEL

CHAPITRE II - A : INTRODUCTION. -

Nous nous proposons d'étudier la courbe représentative de l'effet Doppler différentiel $\Delta f(t)$ en fonction du temps correspondant à un passage d'un satellite placé sur une orbite quasi-circulaire au-dessus de l'ionosphère. En supposant que les propriétés de la haute atmosphère (champ géomagnétique et densité électronique) présentent une symétrie de révolution par rapport au centre de la Terre et en négligeant la réfraction, $\Delta f(t)$ doit être nul à l'instant t_0 où le satellite est le plus proche de la station au sol. Cette courbe doit être symétrique par rapport au point $(t_0, 0)$ et peut être assimilée à une droite sur un intervalle de temps de quelques minutes de part et d'autre de l'instant t_0 .

En réalité, l'ionosphère ne présente pas une symétrie de révolution et $\Delta f(t)$ n'est pas nécessairement nul à l'instant t_0 . Par suite de la réfraction ionosphérique, les trajets (1) et (2) des ondes de fréquences f_1 et f_2 ne sont pas identiques et diffèrent d'autant plus que le satellite est plus bas sur l'horizon. Des irrégularités de la densité électronique ajoutent des perturbations à cette courbe ($\Delta f(t)$). A un instant déterminé, l'onde de fréquence f_1 peut traverser une irrégularité alors que l'onde de fréquence f_2 ne rencontre aucune irrégularité et vice versa.

Nous déterminerons numériquement une suite de courbes représentatives de l'effet Doppler différentiel, relatives à l'onde ordinaire et à l'onde extraordinaire. En faisant varier certains paramètres de l'ionosphère (gradients, contenu total), nous encadrerons la courbe expérimentale par les courbes relatives à l'onde ordinaire et à l'onde extraordinaire. Une analyse des irrégularités observées à partir des enregistrements de l'effet Doppler-Fizeau différentiel obtenus aux stations du Val-Joyeux (48° 49'N, 2°E) et de Sagamore Hill (42° 38'N, 289° 10'E) sera ensuite effectuée.

CHAPITRE II - B : CALCUL DE L'EFFET DOPPLER-FIZEAU DIFFERENTIEL. -

La fréquence Doppler est définie comme étant la dérivée par rapport au temps du chemin optique entre l'émetteur S et le récepteur O :

$$\delta f(t) = - \frac{f}{c} \cdot \frac{d}{dt} \int_S^O n(x, y, z, x', y', t, f) \cdot ds$$

f est la fréquence de l'onde, c la vitesse de la lumière dans le vide.
 $O(x, y, z)$ désigne notre trièdre de référence ; x' et y' sont les dérivées partielles $\frac{\partial x}{\partial z}$ et $\frac{\partial y}{\partial z}$.

Pendant la durée des mesures, nous supposerons que la variation temporelle $\frac{\partial n}{\partial t}$ est nulle.

Par suite du défilement du satellite, un point courant, d'altitude donnée, du segment de droite joignant le satellite à la station de réception, est animé d'une vitesse V_0 . L'hypothèse précédente implique que la vitesse V_0 est supérieure à la vitesse de propagation d'une éventuelle perturbation ionosphérique (annexe 1.).

L'effet Doppler cinématique est éliminé en considérant deux fréquences f_1 et $f_2 = k.f_1$ en cohérence de phase :

$$\Delta f(t) = -\frac{f_2}{c} \cdot \frac{d}{dt} \left[\int_{(1)} n_1 \cdot ds_1 - \int_{(2)} n_2 \cdot ds_2 \right]$$

Nous nous proposons de tracer la courbe $(\Delta f(t))$, en fonction du temps, relative à un passage d'un satellite.

La fréquence Doppler différentielle est directement liée à la réfraction ionosphérique. En particulier, cette fréquence est très sensible aux fluctuations de la densité électronique. Une très légère variation de l'intégrale $\int_{(j)} n_j \cdot ds_j$ se répercute fortement sur la dérivée $\Delta f(t)$.

Nous exposerons d'abord le principe généralement adopté de calcul de la fréquence Doppler différentielle. Nous insisterons sur la validité des hypothèses formulées.

I. - INFLUENCE DE LA REFRACTION IONOSPHERIQUE SUR L'EFFET DOPPLER-FIZEAU DIFFERENTIEL. -

A. - METHODES DE CALCULS DE L'EFFET DOPPLER-FIZEAU DIFFERENTIEL.

L'obtention analytique de $\Delta f(t)$ est théoriquement possible [ALPERT, 1964]. La difficulté réside dans le calcul des intégrales :

$$\int_S^0 F(n[x, y, z, x', y'], x, y, z, x', y') \cdot \frac{\partial}{\partial x_k} (x, y, z, x', y') \cdot ds$$

Ces intégrales ne peuvent être calculées rigoureusement que moyennant la connaissance de la trajectoire de l'onde. L'analyse des mesures expérimentales n'a pu être menée à bien qu'en effectuant certaines simplifications sur ces formules théoriques et générales.

Les simplifications les plus couramment admises font appel à la décomposition de l'effet Doppler ionosphérique en trois ordres [GUIER et al., 1960] .

$$\Delta f = \frac{\Delta f_1}{f} + \frac{\Delta f_2}{f^2} + \frac{\Delta f_{31}}{f^3} + \frac{\Delta f_{32}}{f^3} + R$$

$\Delta f_1 = \frac{f^2}{c} \cdot \frac{d}{dt} \int_{(g)} \frac{X}{2} \cdot ds_g$ est l'effet Doppler ionosphérique du premier ordre.
g est le trajet rectiligne entre le satellite et le sol et ds_g un élément de ce trajet.

Certains auteurs [BERTEL, 1969] se limitent au calcul du premier terme. Cette hypothèse n'est justifiée que pour le calcul du contenu total d'électrons ; la méthode de réduction a été présentée en 1962 par MENDONÇA.

$$\frac{\Delta f_2}{f^2} = \pm \frac{f}{c} \cdot \frac{d}{dt} \int_{(g)} \frac{XY_1}{2} \cdot ds_g$$

et

$$\frac{\Delta f_{31}}{f^3} = \frac{f}{c} \cdot \frac{d}{dt} \int_{(g)} \frac{X^2}{8} \cdot ds_g \quad \text{et} \quad \frac{\Delta f_{32}}{f^3} = \frac{f}{c} \cdot \frac{d}{dt} \int_{(g)} \frac{XY_1}{2} \cdot ds_g$$

sont les effets du deuxième et du troisième ordre.

R est le terme dû à la réfraction ionosphérique :

$$R = -\frac{f}{c} \cdot \frac{d}{dt} \left[\int_{(p)} \vec{n} \cdot d\vec{s}_p - \int_{(p)} \vec{n} \cdot d\vec{s}_p \right]$$

p est le chemin optique et ds_p un élément de ce parcours.

Après avoir défini un modèle d'ionosphère, TUCKER et al. (1968) ont calculé chacun de ces termes pour des fréquences de 54 et 108 MHz.

Le terme du premier ordre traduit la variation du contenu total d'électrons ; c'est le terme prépondérant.

Le second terme est surtout fonction du contenu total d'électrons et de l'angle entre le champ géomagnétique et le rayon. Pour le couple de fréquences 54-108 MHz, l'apport de ce terme peut atteindre le dixième de l'effet du premier ordre. Le terme du second ordre ne peut donc être omis que pour des fréquences élevées.

L'effet Doppler habituellement considéré comme du troisième ordre est la somme de trois termes. Les deux premiers proviennent du développement en série de l'indice de réfraction et sont faibles par rapport au terme du second ordre. Le troisième terme traduit la réfraction ionosphérique. Nous considérons que, pour des élévations du satellite inférieures à 40 degrés, ce terme n'est plus du troisième ordre et ne peut pas être négligé. Or, il est indispensable de connaître la trajectoire de l'onde pour le calculer.

Nous avons donc jugé nécessaire de déterminer dans un premier stade les trajectoires des ondes. Nous pouvons alors calculer numériquement le long de ces trajectoires les intégrales $\int \eta_j \cdot ds_j$ sans effectuer un développement en série de l'indice de réfraction.

La connaissance des trajectoires s'avère encore plus nécessaire en présence d'une hétérogénéité ionosphérique. Nous allons montrer dans ce cas que l'erreur sur le calcul de la fréquence Doppler différentielle, en omettant la réfraction, peut atteindre des proportions importantes.

B. - INFLUENCE D'UNE HETEROGENEITE.

A partir de l'enregistrement Doppler différentiel obtenu au cours de la révolution 5267 du satellite "Explorer 27", les paramètres caractéristiques d'une hétérogénéité ionosphérique ont été évalués. En utilisant cet exemple, montrons que la fréquence Doppler différentielle est très sensible aux faibles fluctuations de la densité électronique.

Le long du chemin satellite-station réceptrice, l'irrégularité engendre un accroissement ΔN_i du contenu total d'électrons. Nous définirons une nouvelle unité de contenu total égale au maximum de cet accroissement.

Le tableau 1. montre que les accroissements ΔN_i calculés le long des trajectoires des ondes ordinaire et extraordinaire diffèrent sensiblement. L'apport de l'irrégularité intégré sur le segment satellite-station et les accroissements calculés le long des trajectoires des ondes de fréquences 20 et 40 MHz sont différents.

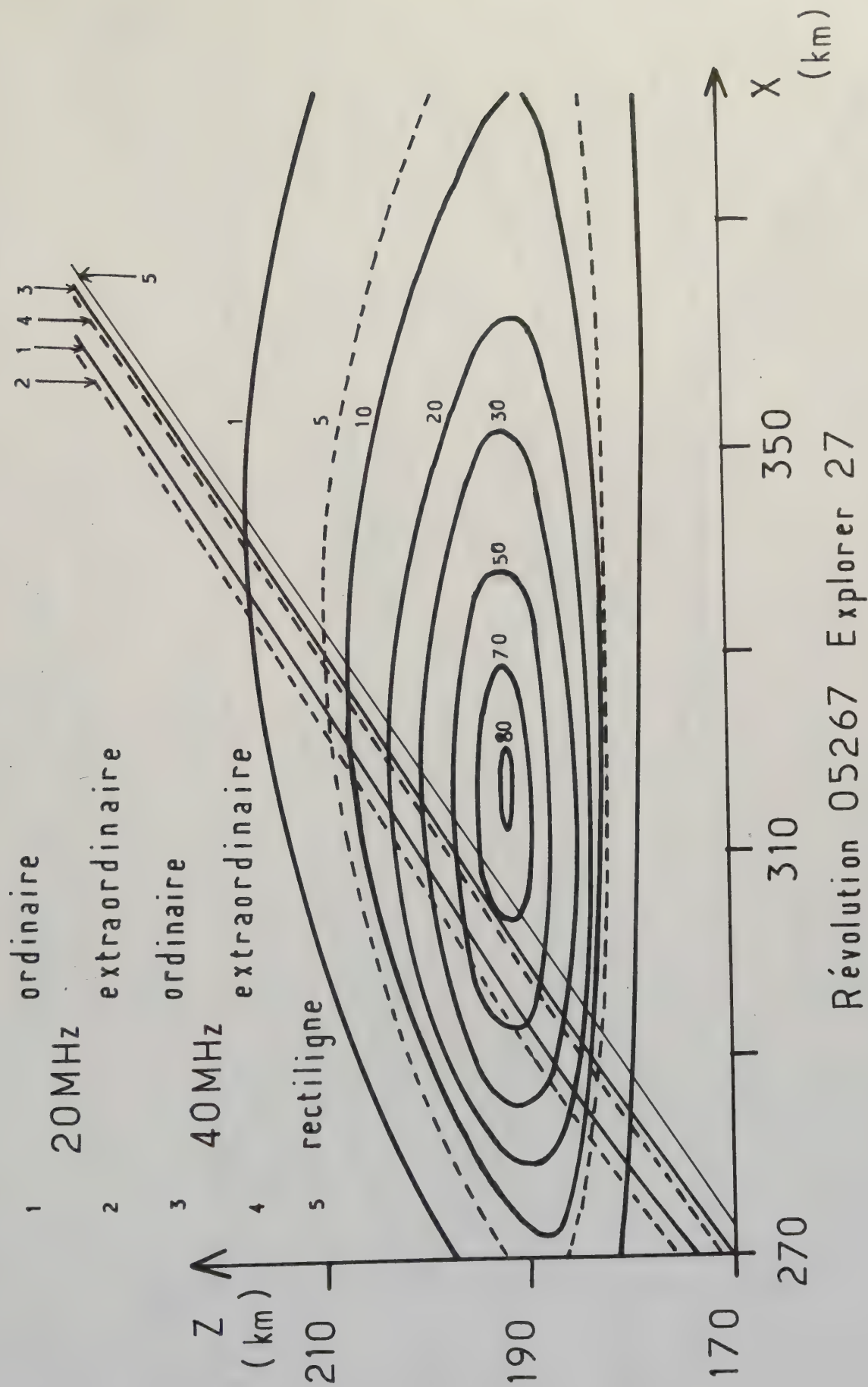
La traversée de l'irrégularité par les ondes radioélectriques est illustrée par les figures 1 à 5. A un même instant, chacune des ondes ne rencontre pas la même hétérogénéité. La répercussion sur la fréquence Doppler différentielle est très importante.

Quand l'onde de fréquence 40 MHz traverse une irrégularité d'amplitude supérieure à celle rencontrée par l'onde de fréquence 20 MHz $(\Delta f_e - \Delta f_0)$ croît ; $(\Delta f_e - \Delta f_0)$ atteint 0,50 Hz alors qu'en absence d'irrégularité, $(\Delta f_e - \Delta f_0)$ ne serait égale qu'à 0,35 Hz. Dans l'hypothèse inverse, $(\Delta f_e - \Delta f_0)$ décroît ; $(\Delta f_e - \Delta f_0)$ est égale à 0,25 Hz ; s'il n'y avait pas d'irrégularité, cette différence serait égale à 0,40 Hz.

Temps T.U.	$\Delta \mathcal{N}_i$				Trajectoire Rectiligne
	20 MHz		40 MHz		
	onde		onde		
h. mn. s.	ordinaire	extra- ordinaire	ordinaire	extra- ordinaire	
14. 47. 30	0,646	0,665	0,753	0,769	0,774
14. 47. 40	0,981	0,990	1,000	1,000	0,984
14. 47. 50	0,988	0,973	0,816	0,814	0,766
14. 48. 00	0,675	0,655	0,481	0,465	0,432
14. 48. 10	0,300	0,266	0,189	0,187	0,175

TABLEAU 1.

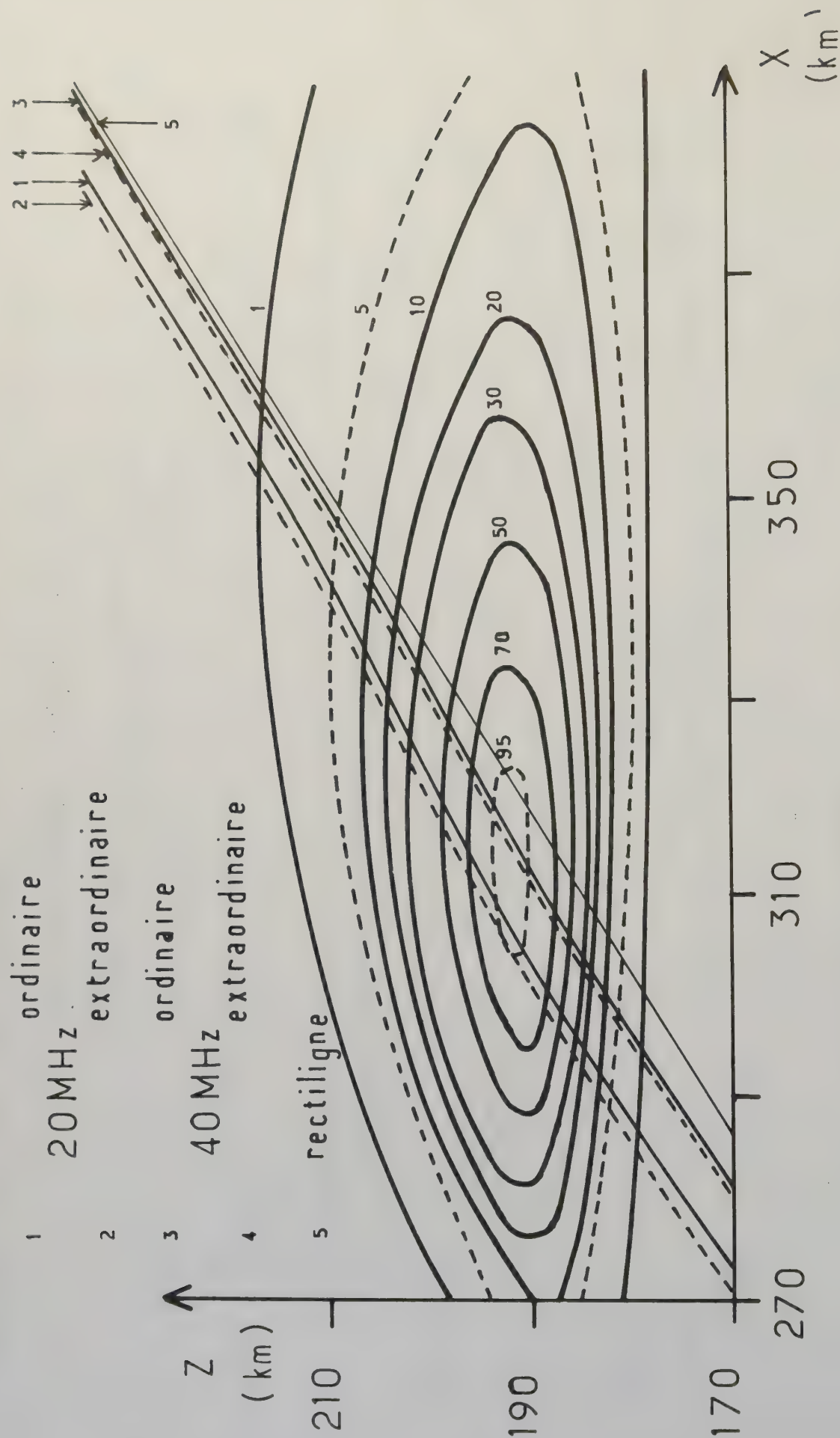
Intégration $\Delta \mathcal{N}_i$ de la densité électronique d'une irrégularité le long de différents rayons.



Révolution 05267 Explorer 27

28 05 1966 14h 47mn 30s

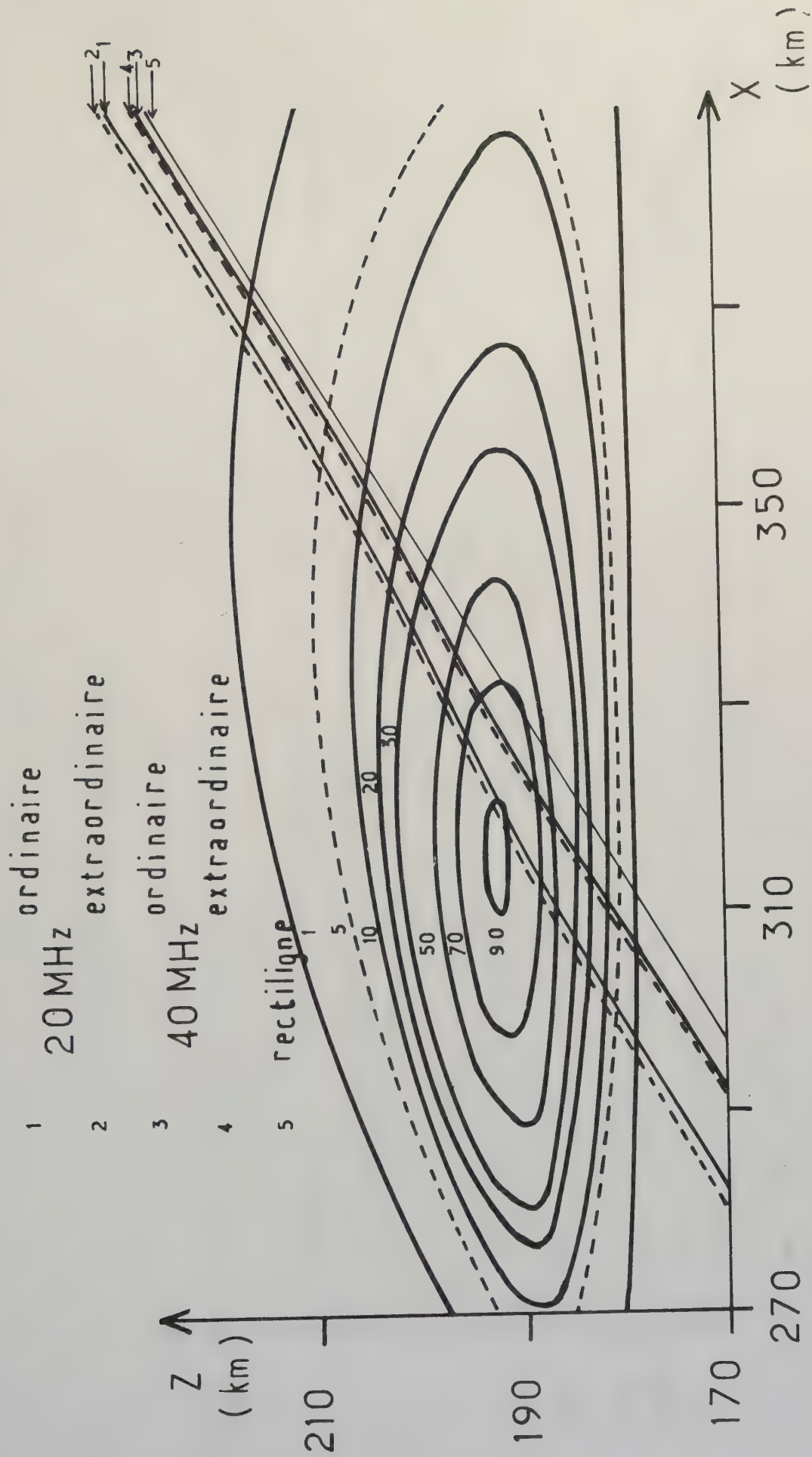
fig 1 - trajectoires des ondes électromagnétiques et contours d'isoamplitude, exprimée en $10^{-2} N_0$, de l'irrégularité



Révolution 05267 Explorer 27

28 05 1966 14h 47mn 40s

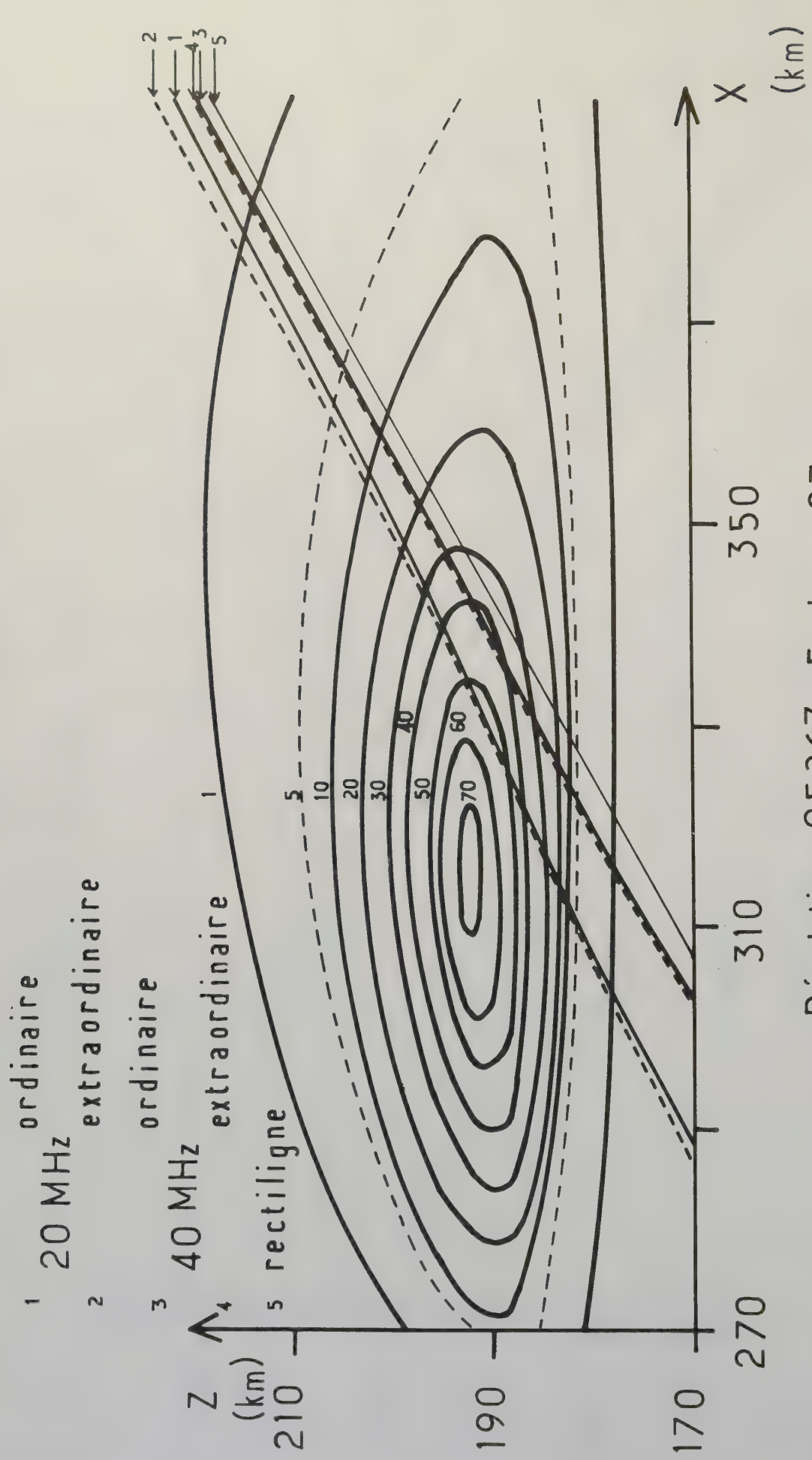
fig 2 - trajectoires des ondes électromagnétiques et contours d'isoamplitude, exprimée en $10^{-2} N_i$, de l'irrégularité



Révolution 05267 Explorer 27

28 05 1966 14h 47 mn 50s

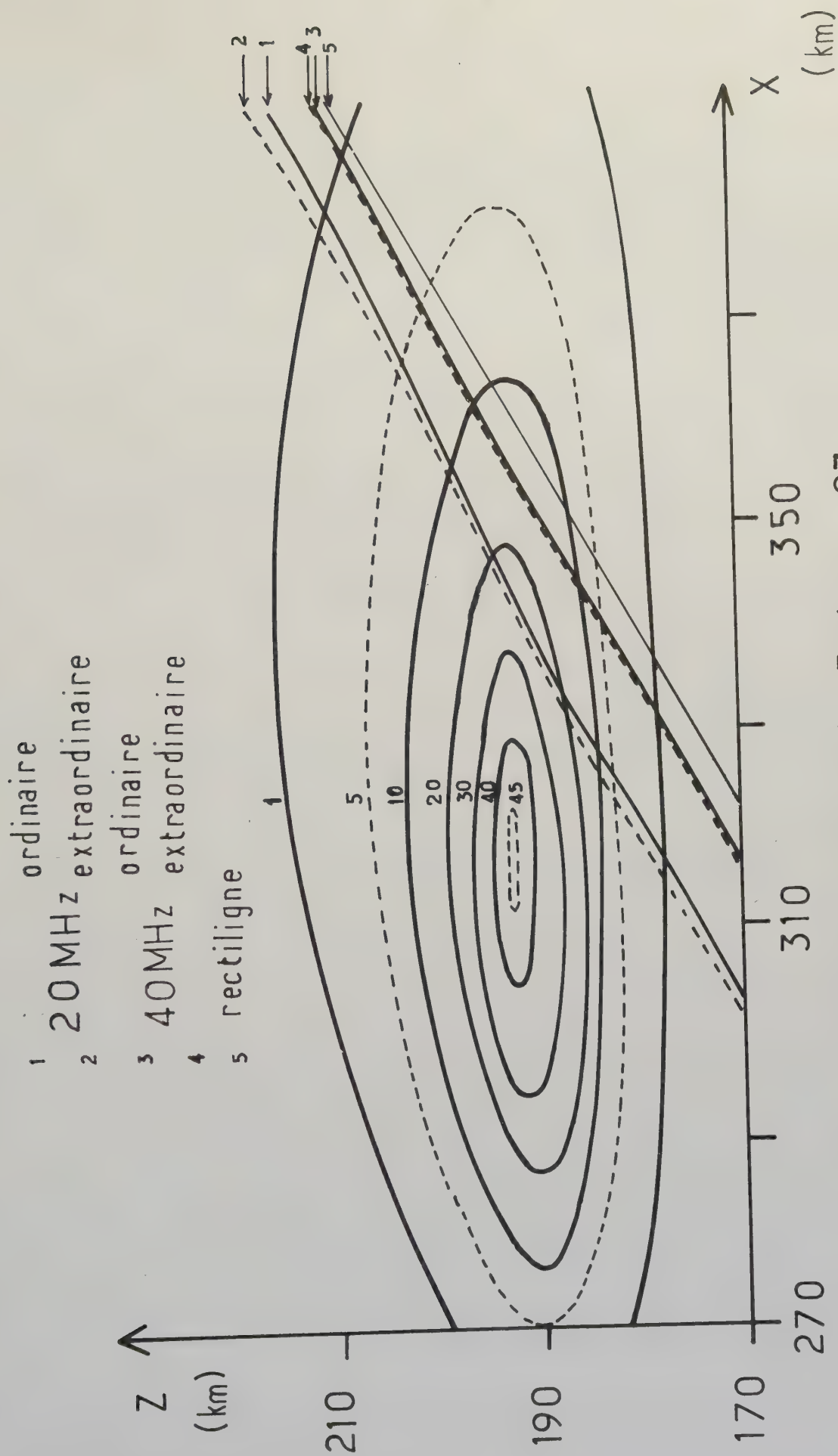
fig 3 - trajectoires des ondes électromagnétiques et contours d'isoamplitude, exprimée en 10^2 , de l'irrégularité



Révolution 05267 Explorer 27

28 05 1966 14h 48mn 0s

fig 4 - trajectoires des ondes électromagnétiques et contours d'isoamplitude, exprimée en $10^{-2} N_i$, de l'irrégularité



Révolution 05267 Explorer 27

28 05 1966 14h 48mn 10s

fig 5 - trajectoires des ondes électromagnétiques et contours d'isoamplitude, exprimée en $10^{-2} N_i$, de l'irrégularité

La fréquence Doppler différentielle réelle et la fréquence Doppler calculée en négligeant la réfraction diffèrent d'une quantité ε_f très appréciable. La présence d'une hétérogénéité accroît considérablement cette différence, ε_f atteint 1,60 Hz alors qu'en l'absence d'irrégularité, ε_f ne serait égale qu'à 0,65 Hz.

Dans un premier temps, il est nécessaire de calculer les intégrales

$$L_j(t) = \int_{(j)} \vec{n}_j(x, y, z, x', y') \cdot d\vec{s}_j$$

$j = 1, 2$

pour les ondes ordinaire et extraordinaire à tous les instants t_p auxquels correspondent des mesures expérimentales de l'effet Doppler. L'intégration doit obligatoirement être faite le long de la trajectoire (j) de l'onde.

II. - DETERMINATION DES TRAJECTOIRES DES ONDES. -

Nous devons d'abord connaître la position du satellite aux instants t_p .

A partir des éphémérides du satellite, des sous-programmes permettent le calcul de l'élévation, de l'azimut et de la distance satellite-station à chaque instant. En étudiant l'évolution de l'élévation du satellite en fonction du temps, un sous-programme permet de déterminer l'instant t_0 auquel le satellite est le plus près de la station au sol. t_0 est une origine des temps qui permet de bien rendre compte du sens de variation des différents éléments géométriques (distance satellite-station en particulier). En outre, la connaissance de cet instant permet d'interpréter certains résultats expérimentaux (Annexe 2.).

L'étude des trajectoires des ondes électromagnétiques à travers une ionosphère anisotrope est basée généralement sur les équations établies par HASELGROVE (1955, 1957). A partir d'une direction d'émission d'une onde électromagnétique, divers programmes d'optique hamiltonienne existants permettent un calcul pas à pas des coordonnées d'un point courant du rayon. Ces programmes sont d'un usage très général mais l'indice de réfraction de l'ionosphère est uniquement calculé à l'aide de formules analytiques, aucune donnée expérimentale correspondant à l'instant auquel on désire connaître la trajectoire n'est introduite. L'adaptation de ces programmes au problème de la recherche des trajectoires des ondes entre un satellite et le sol, à des instants donnés, est délicate.

Moyennant certaines approximations, nous évaluons, à partir de données expérimentales, la valeur numérique de l'indice de réfraction en tout point de l'espace [HANBABA, 1967]. Nous avons montré que les trajectoires des ondes sont les courbes intégrales d'un système d'équations différentielles. Des formules permettant l'obtention aisée des trajectoires ont été établies. Nous avons montré que la principale cause d'erreurs est le manque de données relatives à la répartition des électrons en fonction de l'altitude. Le contenu total d'électrons, dans une colonne verticale de base unité, et la fréquence critique de la couche F₂ sont les paramètres ionosphériques qui exercent la plus grande influence sur la trajectoire. Une incertitude de quelques pour cent sur l'un de ces deux paramètres introduit une incertitude sur la trajectoire supérieure à celle induite par les approximations de calcul. Nous ne désirons pas comparer entre elles les trajectoires des ondes ordinaire et extraordinaire émises à un instant déterminé. Nous avons montré [HANBABA, 1968] que nous pouvons supposer constant l'angle θ entre le rayon et la normale à l'onde. Nous avons également montré que nous pouvons négliger, durant la résolution numérique des équations de l'onde, certains termes faisant intervenir des dérivées partielles de l'indice de réfraction par rapport à la direction de propagation.

Nous devons, dans un premier stade, calculer l'indice de réfraction de l'ionosphère en tout point.

A. - CALCUL DE L'INDICE DE REFRACTION.

Nous négligeons les collisions électrons molécules neutres. Par contre, le champ géomagnétique ne doit pas être omis dans un calcul précis de la fréquence Doppler différentielle.

L'indice de réfraction est calculé à l'aide de la formule de APPLETON-HARTREE :

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - M_t \mp \sqrt{M_t^2 + Y_l^2}}$$

avec

$$X = \frac{f_N^2}{f^2} = \frac{\omega_N^2}{\omega^2} = \frac{1}{\omega^2} \cdot \frac{N \cdot e^2}{\epsilon_0 \cdot m}$$

et

$$Y = \frac{f_{B_0}}{f} = \frac{\omega_{B_0}}{\omega} = \frac{1}{\omega} \cdot \frac{e \cdot B_0}{m}$$

$$Y_l = Y \cdot \cos \theta ; Y_t = Y \cdot \sin \theta ; M_t = \frac{Y_t^2}{2 \cdot (1 - X)}$$

f_{B_0} , f_N et f désignent respectivement la gyrofréquence, la fréquence de plasma et la fréquence de l'onde ; ω_{B_0} , ω_N et ω sont les pulsations correspondantes. N est la densité électronique ; e et m représentent respectivement la charge et la masse de l'électron ; θ désigne l'angle entre le champ géomagnétique $\vec{B}_0$ et la normale à l'onde ; ϵ_0 est la permittivité du vide. Dans le cas présent, nous négligeons M_t devant Y_l .

1. - Calcul de $\vec{B}_0$.

Les composantes (B_x, B_y, B_z) du champ géomagnétique sont calculées par rapport à un trièdre $M_I(X_I, Y_I, Z_I)$ centré au point courant M_I . Les composantes de ce champ par rapport à un trièdre

de référence lié à la station au sol sont calculées en effectuant des produits de matrices de changement de système de coordonnées.

2. - Calcul de la densité électronique.

La densité électronique est évaluée à partir d'un certain nombre de données expérimentales :

- enregistrement de l'effet Doppler-Fizeau différentiel à des instants t_p .
- données déduites des sondages ionosphériques (f_{OF2} , M_{3000F2} et éventuellement f_{OE} et h'_E) effectués, à partir de stations au sol, aux heures rondes encadrant les différents instants t_p à la date à laquelle a été effectué l'enregistrement de l'effet Doppler.
- temps des zéros Faraday, des ondes de fréquences 40 et 41 MHz, relevés au cours de la révolution étudiée du satellite.

2.1. - Profil moyen.

L'effet Faraday permet le calcul du contenu total oblique d'électrons $\int^*$ sur la trajectoire de l'onde (Annexe 5.).

A partir des données déduites des sondages ionosphériques et du contenu total oblique d'électrons, nous déterminons un profil moyen d'ionisation.

Malheureusement, nous ne disposons pas toujours des mesures simultanées des effets Faraday et Doppler différentiels. Une méthode de calcul approchée du contenu total ne faisant intervenir que l'effet Doppler différentiel a donc été élaborée.

La mesure de l'effet Doppler différentiel ne peut fournir que la dérivée $\frac{d\mathcal{N}^*}{dt}$ du contenu total oblique d'électrons ; celui-ci ne peut être calculé qu'à une constante d'intégration près. Nous essayons d'évaluer approximativement cette constante $\mathcal{N}_0^*$.

En supposant l'ionosphère isotrope et en négligeant la variation de la densité électronique avec le temps, nous pouvons écrire :

$$\Delta f(t) = K.K_1 \cdot \int_{(j)} N.K_2 \cdot ds$$

K est fonction des fréquences d'émission du satellite ; K_1 et K_2 sont des facteurs géométriques fonction du temps et des éléments de l'orbite du satellite. En définissant une hauteur moyenne d'ionisation, on peut sortir K_2 de l'intégrale :

$$\Delta f(t) = K.K_1.K'_2 \cdot \mathcal{N}^*$$

Nous obtenons ainsi une valeur très approchée de $\mathcal{N}^*$. Cette valeur nous permet d'évaluer approximativement la constante d'intégration $\mathcal{N}_0^*$.

Nous définissons une suite discrète de points $(M_i)_{i=1,2,\dots,k,\dots}$ de la trajectoire. Sur la verticale de tout point M_k , nous recherchons un profil moyen de densité électronique de la forme :

$$N(x,y,z) = N_0(x,y,z) \cdot \exp[0,5(1 - \exp - \zeta)]$$

qui nous permettra le calcul de la densité électronique, le long de la trajectoire, entre les points

$$(M_i)_{i=l_k} \quad \text{et} \quad (M_i)_{i=l_{k+1}}$$

$N_0(x, y, z)$ désigne la densité électronique maximum sur la verticale du point M_{lk} et β représente la quantité :

$$\beta = \frac{h - h_m}{H_j}$$

Dans cette expression, h et h_m désignent respectivement l'altitude courante et l'altitude du maximum d'ionisation. H_j est un décrement :

$$H_j \equiv \begin{cases} H_1 (x_{lk}, y_{lk}, z_{lk}) & \text{si } h \leq h_m \\ H_2 (x_{lk}, y_{lk}, z_{lk}) & \text{si } h > h_m \end{cases}$$

Les paramètres N_0 , h_m et H_1 sont déterminés à partir des données ionosphériques. A la valeur de H_1 ainsi calculée, nous associons une épaisseur réduite :

$$E_{H_1} = \int_0^{h_m} \exp[0,5(1 - \beta - \exp - \beta)] . dh$$

Nous définissons également :

$$E_{H_2} = \int_{h_m}^{\infty} \exp[0,5(1 - \beta - \exp - \beta)] . dh$$

H_2 est déterminé par l'équation transcendante :

$$E_{H_1} + E_{H_2} = E_N$$

où E_N est l'épaisseur réduite de l'ionosphère :

$$E_N = 807 \cdot \frac{\mathcal{N}}{f_{OF2}^2}$$

$\mathcal{N}$ est le contenu total d'électrons. H_1 , H_2 et h_m s'expriment en kilomètres, $\mathcal{N}$ en 10^{16} électrons par mètre carré et f_{OF2} en mégahertz.

2.2. - Irrégularité du profil.

A une irrégularité de l'enregistrement Doppler nous faisons correspondre une irrégularité plausible de la densité électronique. En comparant entre elles les valeurs de la fréquence Doppler expérimentale au voisinage des zéros et des extrema du rayon de courbure de la courbe expérimentale, nous évaluons les différents paramètres (position, forme, intensité) de cette perturbation. L'irrégularité est définie théoriquement dans la portion d'espace balayée par l'onde pendant la durée de l'enregistrement (Annexe 4.).

Nous nous sommes laissé le choix entre deux types d'irrégularités.

2.2.1 - Irrégularité du type I.

Désignons par $M_I(E_I, a_I, h_I)$ le point de l'espace où l'amplitude f_{M_i} de l'irrégularité est maximum et par $M_i(E_i, a_i, h_i)$ un point courant de la trajectoire de l'onde. E , a et h représentent respectivement l'élévation, l'azimut et l'altitude du point M .

Nous nous proposons de définir une irrégularité dont l'amplitude est de la forme :

$$f_i = f_{M_i} \cdot F_1(E_i) \cdot F_2(a_i) \cdot F_3(h_i)$$

et que nous appellerons type I.

2.2.2 - Irrégularité du type II.

Il est bien connu que les électrons peuvent être canalisés par les lignes de force $(\vec{\Gamma}_F)$ du champ géomagnétique. Des irrégularités

de concentration électronique dont la plus grande dimension est allongée suivant la direction $(\vec{L}_F)$ se forment alors.

Ce type d'irrégularités a d'abord été observé à partir de tirs de fusées [VANZANDT, 1963] et de mesures effectuées grâce aux satellites "Alouette" [CALVERT et al., 1964] et "Ariel" [SAYERS, 1964]. Ces irrégularités allongées ont également été mises en évidence à partir de la mesure de l'effet Faraday [MASS et al., 1960].

Alors que l'irrégularité de type I peut avoir une forme quelconque, nous avons été conduits à définir un deuxième type de perturbation.

Nous évaluons numériquement les coordonnées de points de cette ligne de force, au voisinage de la trajectoire de l'onde. Nous définissons arbitrairement une irrégularité possédant une symétrie de révolution par rapport à cette ligne de force. L'amplitude est donnée par la relation :

$$f_i = f_{M_I} \cdot F_4(M_i M_{H_i}) \cdot F_5(M_{H_i} M_I)$$

avec :

$$\frac{\partial}{\partial(M_i M_{H_i})} F_4(M_i M_{H_i}) \gg \frac{\partial}{\partial(M_{H_i} M_I)} F_5(M_{H_i} M_I)$$

M_{H_i} est la projection du point courant M_i sur cette ligne de force.

$M_{H_i} M_I$ est la longueur de l'arc de ligne de force $\widehat{M_{H_i} M_I}$.

Une interprétation des mesures expérimentales peut être obtenue en recherchant des fonctions F_n de la forme :

$$F_n(x) = \exp 0,5 \cdot (1 - \zeta_n - \exp - \zeta_n)$$

$n = 1, 5$

avec

$$\zeta_n = \frac{x - x_{mn}}{x_n}$$

L'enregistrement de l'effet Doppler Fizeau différentiel permettra d'expliciter l'ensemble

$$\left\{ \int_{M_T}, x_{mn}, x_n \right\}$$

Au profil moyen de densité électronique est ajouté l'apport provenant de l'irrégularité. L'enregistrement permet de savoir immédiatement si cet apport est positif ou négatif.

Connaissant l'indice de réfraction, nous pouvons déterminer la trajectoire de l'onde.

B. - DETERMINATION DES TRAJECTOIRES DES ONDES.

Les calculs sont réalisés à partir de notre programme de détermination de trajectoires.

La trajectoire d'une onde est obtenue point par point ; les itérations sont effectuées du sol vers le satellite. La courbure (C_i) de la trajectoire au point M_i fixe le pas S_{i+1} de l'itération suivante. Celle-ci n'est considérée comme correcte que si la quantité $\left| \frac{(C_i)}{(C_{i+1})} - 1 \right|$ est inférieure à ε' ($\varepsilon' \ll 1$)

où ε' est une valeur imposée. Dans le cas contraire, nous repartons du point M_i avec un pas $\frac{S_{i+1}}{2}$.

Le pas de l'itération est ainsi essentiellement fonction du gradient de l'indice de réfraction. Durant la traversée par l'onde de l'irrégularité, celui-ci peut être inférieur à 100 mètres.

Nous obtenons ainsi une première courbe qui en général, ne passe pas près du satellite. Nous modifions alors les conditions initiales de l'itération suivant un programme établi à l'avance. Nous considérons qu'une courbe ainsi obtenue est la trajectoire de l'onde électromagnétique si la plus courte distance ε_s du satellite à cette courbe est

inférieure à une quantité ε que l'on a définie. Nous devons nécessairement avoir :

$$\varepsilon \ll v. (t_{p+1} - t_p)$$

où V est la vitesse de déplacement du satellite sur son orbite.

III. - CALCUL DE $L_j(t)$. -

Le long des trajectoires (j^*) ainsi déterminées, nous calculons la somme :

$$L_{j^*}(t) = \sum_{i=1}^{i=i_s} n_i \cdot M_{i+1} M_i$$

i_s désigne la dernière itération. Nous attribuons la valeur $L_{j^*}(t)$ à l'intégrale $L_j(t)$. Afin de ne pas accroître démesurément la durée des calculs, nous imposons à ε une valeur relativement élevée et nous corrigeons très légèrement l'intégrale obtenue :

$$L_j(t_p) = L_{j^*}(t_p) + [L_{j^*}(t_{p-1}) - L_{j^*}(t_p)] \cdot F(\vec{\varepsilon}_s, \overrightarrow{S_{t_{p-1}} S_{t_p}})$$

où $F(\vec{\varepsilon}_s, \overrightarrow{S_{t_{p-1}} S_{t_p}})$

est une fonction des vecteurs $\vec{\varepsilon}_s$ et $\overrightarrow{S_{t_{p-1}} S_{t_p}}$; $S_{t_{p-1}}$ et S_{t_p} désignent la position du satellite aux instants t_{p-1} et t_p .

IV. - CALCUL DE L'EFFET DOPPLER FIZEAU DIFFERENTIEL. -

La fréquence Doppler peut être obtenue, en principe, en calculant la dérivée par rapport au temps de la quantité $L_j(t)$:

$$\frac{d}{dt} L_j(t) = \frac{d}{dt} \int_S^0 n(x, y, z, x', y') \cdot ds = - \frac{d}{dt} \int_0^{z_s} l \cdot dz$$

avec

$$l = (1 + x'^2 + y'^2)^{1/2} \cdot n(x, y, z, x', y')$$

Dérivons sous le signe somme :

$$\frac{d}{dt} L_j(t) = - \left[\left(l \cdot \frac{dz_s}{dt} \right)_{z=z_s} + \int_0^{z_s} \left(\frac{\partial l}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial l}{\partial y} \cdot \frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial l}{\partial x'} \cdot \frac{\partial x'}{\partial t} + \frac{\partial l}{\partial y'} \cdot \frac{\partial y'}{\partial t} \right) \cdot dz \right]$$

Le premier terme de cette somme est facilement calculable. Par contre, des difficultés surgissent dans le calcul des termes suivants :

Pratiquement $\Delta f(t)$ est obtenu numériquement à partir de la relation suivante :

$$\Delta f\left(\frac{t_p + t_{p-1}}{2}\right) = \frac{k}{t_p - t_{p-1}} \left[L_1^*(t_p) - L_1^*(t_{p-1}) - L_2^*(t_p) + L_2^*(t_{p-1}) \right]$$

où k est une constante et $L_j^*(t_l)$ la valeur que nous attribuons à l'intégrale $L_j(t_l)$.

Une méthode de moindres carrés (lissage par une cubique ou un polynôme orthogonal du troisième ordre) est appliquée à l'ensemble $\{\bar{L}\}$:

$$\{\bar{L}_j(t_{l+h-3}), h=1,5\}$$

Cette transformation $\mathcal{L}_2$ engendre un nouvel ensemble $\{\bar{L}^*\}$:

$$\{\bar{L}_j(t_{l+h-3}), h=1,5\} \xrightarrow{\mathcal{L}_2} \{L_j^*(t_{l+h-3}), h=1,5\}$$

$\overline{L_j}(t)$ est la moyenne arithmétique des intégrales $L_j(t)$ relatives à l'onde ordinaire et à l'onde extraordinaire.

Nous ne nous intéresserons qu'au troisième élément de l'ensemble $\{L^*\}$.

En faisant varier l'indice p , nous pouvons tracer des courbes théoriques représentatives de l'effet Doppler Fizeau différentiel.

Les intégrales $L_j(t_p)$ et $L_j(t_{p-1})$ doivent être calculées numériquement et indépendamment à partir de sommations effectuées le long des trajectoires des ondes ordinaire et extraordinaire de fréquences f_1 et f_2 . Ces quantités sont lentement variables. La précision sur le calcul numérique de leur dérivée peut être médiocre par suite du cumul à chaque itération des erreurs d'arrondis, d'interpolation et de résolution numérique d'équations transcendantes. Des tests ont été intégrés à toutes les phases du calcul afin de minimiser l'incertitude finale.

CHAPITRE II - C : APPLICATIONS A L'ETUDE DE L'IONOSPHERE. -

Nous allons montrer que la comparaison des courbes théoriques $(\mathcal{F}_1)$ représentatives de l'effet Doppler Fizeau différentiel, et de l'enregistrement de la fréquence Doppler différentielle $(\mathcal{F})$ permet d'approfondir notre connaissance de l'ionosphère. En particulier, nous obtenons l'aspect et l'amplitude d'irrégularités de la distribution électronique.

I. - PRINCIPE DE LA METHODE. -

Nous déterminons l'effet Doppler-Fizeau différentiel $(\mathcal{F}_0)$ à quatre instants recouvrant uniformément la fraction de la révolution

étudiée du satellite. Nous ne tenons pas compte d'éventuelles hétérogénéités locales de la distribution spatiale des électrons. Nous traçons ensuite une courbe $(\mathcal{F}_1)$ en considérant des intervalles de temps constants (cinq secondes par exemple). Les paramètres d'éventuelles hétérogénéités sont déduits directement de la courbe $(\mathcal{F})$.

La comparaison des courbes $(\mathcal{F})$ et $(\mathcal{F}_0)$ permet d'effectuer une correction $\Delta \mathcal{N}(t_p)$ du contenu total d'électrons.

Le nouveau contenu total d'électrons $\mathcal{N} + \Delta \mathcal{N}$ engendre une courbe $(\mathcal{F}_2)$.

En comparant les courbes $(\mathcal{F})$, $(\mathcal{F}_0)$ et $(\mathcal{F}_1)$ nous pouvons :

1° - effectuer une nouvelle correction $\Delta^2 \mathcal{N}$ du contenu total.

2° - Modifier les paramètres de l'irrégularité :

$$\begin{aligned} f_{M_I} &\rightarrow f_{M_I} + \Delta f_{M_I} \\ x_{mn} &\rightarrow x_{mn} + \Delta x_{mn} \\ x_n &\rightarrow x_n + \Delta x_n \end{aligned}$$

A partir des nouvelles caractéristiques de l'ionosphère, nous traçons une courbe $(\mathcal{F}_3)$.

La comparaison des courbes :

$$(\mathcal{F}), (\mathcal{F}_0), (\mathcal{F}_1), (\mathcal{F}_2) \text{ et } (\mathcal{F}_3)$$

permet d'effectuer de nouvelles corrections $\Delta^3 \mathcal{N}, \Delta^2 f_{M_I}, \Delta^2 x_{mn}$ et $\Delta^2 x_n$.

Nous arrêtons cette série d'itérations lorsque l'écart en fréquence entre la courbe expérimentale $(\mathcal{F})$ et la courbe théorique $(\mathcal{F}_q)$ est inférieur à l'écart entre les fréquences Doppler différentielles des ondes ordinaire et extraordinaire. Les paramètres définitifs $\mathcal{N}, f_{M_I}, x_{mn}, x_n$

et x_{f_n} sont alors donnés par les relations suivantes :

$$\mathcal{N}_f = \mathcal{N} + \sum_{l=1}^{l=q} \Delta^l \mathcal{N} \quad ; \quad f_{M_I} = f_{M_I} + \sum_{l=1}^{l=q-1} \Delta^l f_{M_I}$$

$$x_{f_{mn}} = x_{mn} + \sum_{l=1}^{l=q-1} \Delta^l x_{mn} \quad ; \quad x_{f_n} = x_n + \sum_{l=1}^{l=q-1} \Delta^l x_n$$

$\mathcal{N}$, f_{M_I} , x_{mn} et x_n ont été évalués au début du programme à partir des enregistrements des effets Faraday et Doppler-Fizeau différentiels. Si l'irrégularité est du type I, η peut prendre les valeurs 1, 2 et 3 ; si l'irrégularité est du type II, η prend les valeurs 4 et 5. Nous montrerons dans le paragraphe suivant que les éléments des ensembles

$$\{\mathcal{N}, \Delta^l \mathcal{N}\}, \{f_{M_I}, \Delta^l f_{M_I}\}, \{x_{mn}, \Delta^l x_{mn}\} \text{ et } \{x_n, \Delta^l x_n\}$$

convergent vers des limites qui ne dépendent pas de l'ensemble $\{\mathcal{N}, f_{M_I}, x_{mn}, x_n\}$:

$$\begin{aligned} \mathcal{N} &> |\Delta \mathcal{N}| \\ |f_{M_I}| &> |\Delta f_{M_I}| \\ x_{mn} &> |\Delta x_{mn}| \\ x_n &> |\Delta x_n| \\ |\Delta^l \mathcal{N}| &> |\Delta^{l+1} \mathcal{N}| \quad , \quad l = 1, q-2 \\ |\Delta^l f_{M_I}| &> |\Delta^{l+1} f_{M_I}| \quad , \quad l = 1, q-2 \end{aligned}$$

$$|\Delta^l x_{mn}| > |\Delta^{l+1} x_{mn}|, \quad l = 1, q-2$$

$$|\Delta^l x_n| > |\Delta^{l+1} x_n|, \quad l = 1, q-2$$

En général la convergence n'est pas monotone.

II. - EXEMPLES. -

A. - REVOLUTION 5267 DU SATELLITE EXPLORER 22 (1965-32 A).

(28 Mai 1966 - 14h41 mn à 14h50 mn T.U.).

Nous définissons une irrégularité de type I. Les valeurs $\mathcal{N}$ et $\Delta \mathcal{N}$ indiquées ici sont celles calculées sur la verticale du point de la droite satellite-observateur d'altitude 200 km ; nous considérons la position du satellite à l'instant $t_m = 206$ secondes, $t_0 = 14h14$ mn 11 s est la nouvelle origine des temps. Le temps $t_m = 206$ secondes correspond au maximum d'intensité constatée sur l'enregistrement de la fréquence Doppler différentielle (figures 6 et 7). La première itération est effectuée à partir des paramètres suivants :

$\mathcal{N} = 13,94 \cdot 10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$ $f_{M_i} = 1,75 \text{ MHz}$				
x	n	x_{mn}	$x \leq x_{mn}$	$x > x_{mn}$
E; a; h;	1	31,25°	2,07°	0,96°
	2	139,47°	2,71°	1,26°
	3	200 km	2,50 km	1,16 km

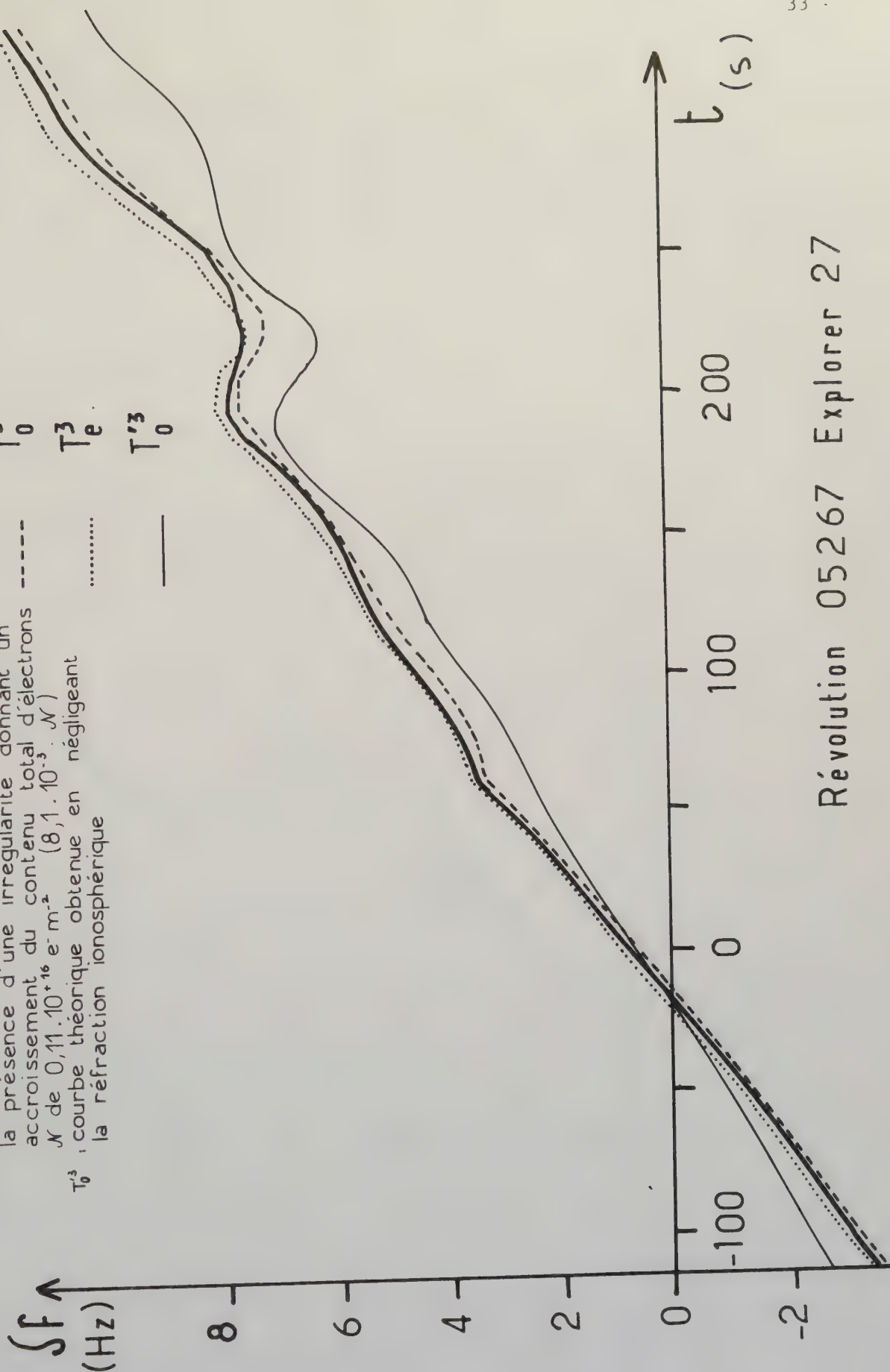
Fig 6 - effet doppler fizeau différentiel :

E : courbe expérimentale

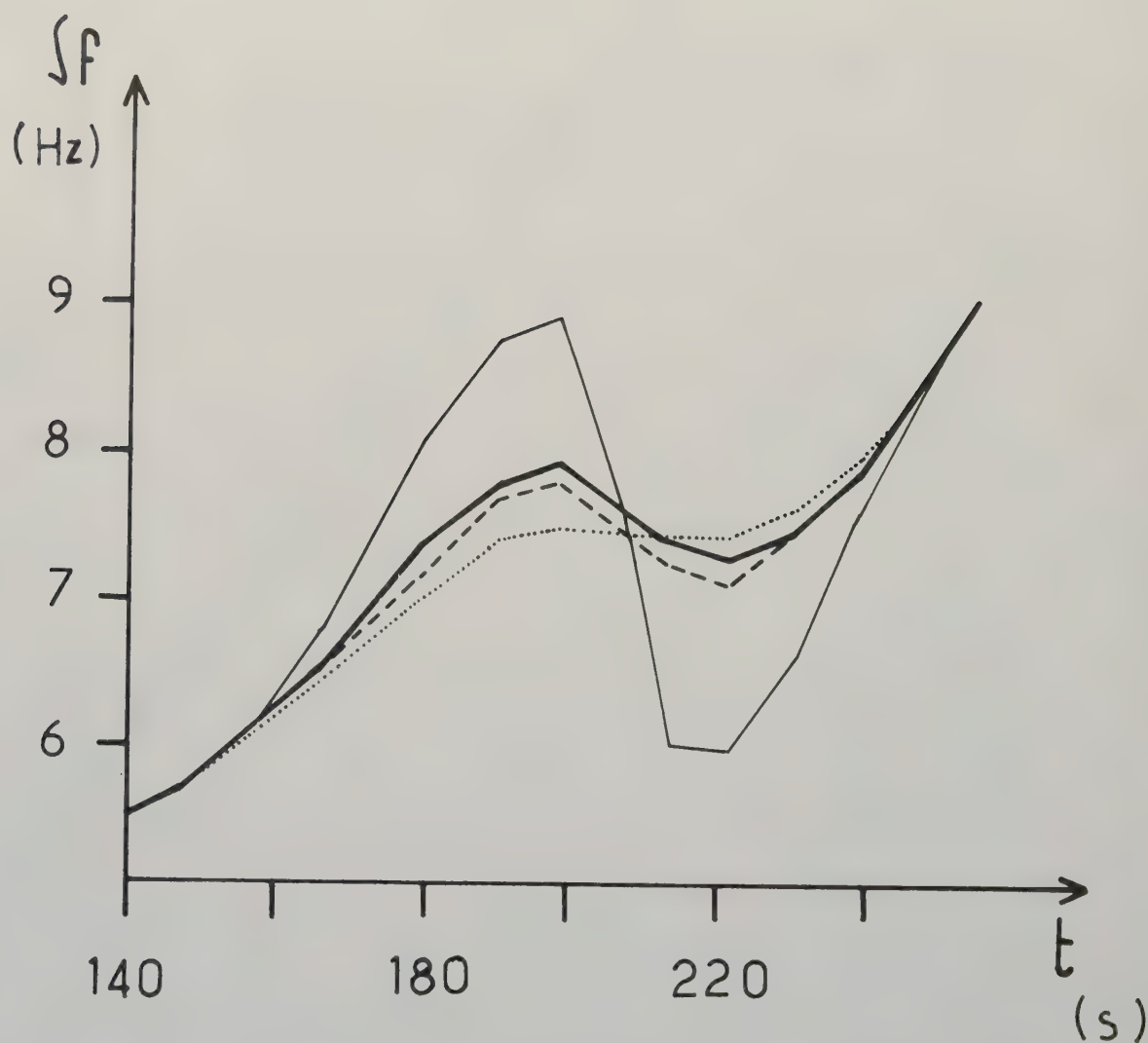
T_0^3, T_e^3 : courbes théoriques obtenues en supposant la présence d'une irrégularité donnant un accroissement du contenu total d'électrons N de $0,11 \cdot 10^{16} \text{ e} \cdot \text{m}^{-2}$ ($8,1 \cdot 10^{-3} \cdot N$)

T_0^3 : courbe théorique obtenue en négligeant la réfraction ionosphérique

E —
 T_0^3 - - -
 T_e^3
 T_0^3 —



—	E	
.....	T_0^1	$\Delta N_1 = 0,5 \cdot 10^{15} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$
—	T_0^2	$\Delta N_2 = 2,6 \cdot 10^{15} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$
---	T_0^3	$\Delta N_3 = 1,1 \cdot 10^{15} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$



Révolution 05267 Explorer 27

fig 7: effet doppler fizeau différentiel

E: courbe expérimentale

T_0^1, T_0^2, T_0^3 : courbes théoriques obtenues en supposant la présence d'une irrégularité donnant un accroissement ΔN_i du contenu total d'électrons N

Nous ne pouvons pas calculer X_{m3} ; nous conservons la valeur fixée au début. D'autre part, nous n'essayons pas d'atteindre séparément f_{M_i} et X_3 ; nous ne retiendrons que le produit $X_3 \cdot f_{M_i}$ en tant que résultat géophysique (Annexe 4.).

Cette première itération impose les variations suivantes des paramètres ionosphériques :

$$\begin{aligned}\Delta \mathcal{N} &= -0,48 \cdot 10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2} \\ \mathcal{N} &= 13,46 \cdot 10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}\end{aligned}$$

Après la deuxième itération, les caractéristiques de l'ionosphère sont données par le tableau :

$\begin{aligned}\Delta^2 \mathcal{N} &= 0,09 \cdot 10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2} \\ \Delta f_{M_i} &= 0,52 \text{ MHz}\end{aligned}$							
$\begin{aligned}\mathcal{N} &= 13,55 \cdot 10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2} \\ f_{M_i} &= 2,27 \text{ MHz}\end{aligned}$							
x	n	Δx_{mn}	x_{mn}	Δx_n		x_n	
				$x \leq x_{mn}$	$x > x_{mn}$	$x \leq x_{mn}$	$x > x_{mn}$
E_i	1	0	31,25°	0	0	2,07°	0,96°
a_i	2	0	139,47°	0	0	2,71°	1,26°
h_i	3	0	200 km	1,99 km	0,91 km	4,49 km	2,08 km

Une nouvelle itération entraîne l'évolution suivante des paramètres de l'ionosphère :

$\Delta^3 \mathcal{N} = - 0,04.10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$ $\Delta^2 f_{M_i} = 0,25 \text{ MHz}$							
$\mathcal{N} = 13,51.10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$ $f_{M_i} = 2,52 \text{ MHz}$							
x	n	$\Delta^2 x_{mn}$	x_{mn}	$\Delta^2 x_n$		x_n	
				$x \leq x_{mn}$	$x > x_{mn}$	$x \leq x_{mn}$	$x > x_{mn}$
E_i	1	0	31,25°	0	0	2,07°	0,96°
a_i	2	0	139,47°	0	0	2,71°	1,26°
h_i	3	0	200 km	0,46 km	0,22 km	4,95 km	2,30 km

Les tests modifiant les paramètres x_{m1}, x_1, x_{m2} et x_2 n'ont jamais joué. Nous devons admettre que :

$$x_{f_{mj}} = x_{mj} \quad , \quad x_{f_j} = x_j \quad , \quad j = 1, 2$$

La figure 6 montre que les courbes T_0^3 et T_e^3 correspondant à l'ionosphère définie ci-dessus, encadrent la courbe expérimentale E .

Résultats définitifs. -

$\mathcal{N}_f = 13,51.10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$				
x	n	x_{fmn}	x_{fn} $x \leq x_{fmn} \mid x > x_{fmn}$	
E_i	1	31,25°	2,07°	0,96°
a_i	2	139,47°	2,71°	1,26°
h_i	3	(200 km)	$\Delta \mathcal{N}_i$ $0,11.10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$	

$\Delta \mathcal{N}_i$ est l'accroissement du contenu total d'électrons provoqué par l'irrégularité.

B. - REVOLUTION 8790 DU SATELLITE EXPLORER 22 (1964.64 A).

(11 Juillet 1966 - 21h20 mn à 21h26 mn T.U.).

Précédemment, nous avons étudié un enregistrement d'effet Doppler différentiel entre 20 et 40 MHz obtenu à la station du Val-Joyeux. Nous interprétons maintenant des enregistrements d'effet Doppler différentiel entre 40 et 360 MHz obtenus par KLOBUCHAR, à la station de Sagamore Hill (Mass.).

Nous définirons toujours une irrégularité de type I.

Nous adopterons les mêmes définitions de $\mathcal{N}$, $\Delta\mathcal{N}$, t_0
et t_m :

$$t_0 = 21 \text{ h. } 22 \text{ mn. } 56 \text{ s.}$$

$$t_m = - 125 \text{ s.}$$

Une première itération a été faite avec les paramètres ionosphériques suivants :

$\mathcal{N} = 12,02.10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$ $f_{M_i} = 3,00 \text{ MHz}$				
x	n	x_{mn}	$x \leq x_{mn} \quad x \geq x_{mn}$	
E_i	1	$36,64^\circ$	$4,93^\circ$	$2,29^\circ$
a_i	2	$243,43^\circ$	$6,98^\circ$	$3,25^\circ$
h_i	3	200 km	15 km	$6,97 \text{ km}$

Cette itération a imposé les variations suivantes des paramètres ionosphériques :

$$\Delta\mathcal{N} = - 0,55.10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$$

$$\mathcal{N} = 11,47.10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$$

Après avoir effectué la deuxième itération, les caractéristiques de l'ionosphère sont données par le tableau :

$\Delta^2 \mathcal{N} = 0,07 \cdot 10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$ $\Delta f_{M_I} = - 0,43 \text{ MHz}$							
$\mathcal{N} = 11,54 \cdot 10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$ $f_{M_I} = 2,53 \text{ MHz}$							
x	n	Δx_{mn}	x_{mn}	Δx_n		x_n	
				$x \leq x_{mn}$	$x > x_{mn}$	$x \leq x_{mn}$	$x > x_{mn}$
E_i	1	0	36,64°	0	0	4,93°	2,29°
a_i	2	0	243,43°	0	0	6,98°	3,25°
h_i	3	0	200 km	- 4,73 km	-2,19 km	10,27 km	4,78 km

Cette dernière itération a entraîné l'évolution suivante
des paramètres ionosphériques :

$\Delta^3 \mathcal{N} = 0,02 \cdot 10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$ $\Delta^2 f_{M_I} = 0,23 \text{ MHz}$							
$\mathcal{N} = 11,56 \cdot 10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$ $f_{M_I} = 2,76 \text{ MHz}$							
x	n	Δx_{mn}	x_{mn}	Δx_n		x_n	
				$x \leq x_{mn}$	$x > x_{mn}$	$x \leq x_{mn}$	$x > x_{mn}$
E_i	1	0	36,64°	0	0	4,93°	2,29°
a_i	2	0	243,43°	0	0	6,98°	3,25°
h_i	3	0	200 km	2,36 km	1,09 km	12,63 km	5,87 km

La figure 8 montre que les courbes T_0^3 et T_e^3 , correspondant à l'ionosphère définie ci-dessus, sont très voisines de la courbe expérimentale E . Nous admettons donc les résultats définitifs :

$\mathcal{W}_f = 11,56 \cdot 10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$				
x	n	x_{fmn}	x_{fn} $x \leq x_{fmn} \quad \quad x > x_{fmn}$	
E_i	1	$36,64^\circ$	$4,93^\circ$	$2,29^\circ$
a_i	2	$243,43^\circ$	$6,98^\circ$	$3,25^\circ$
h_i	3	(200 km)	$\Delta \mathcal{W}_i$ $0,31 \cdot 10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$	

Les deux révolutions précédentes sont des exemples d'accroissement de densité électronique. Or, on ne constate pas uniquement que les irrégularités augmentent localement la densité électronique. Dans l'exemple suivant, nous mettrons en évidence un "trou" de densité électronique.

C. - REVOLUTION 11513 - EXPLORER 27.

Les deux exemples précédents ont montré l'existence d'irrégularités dues à un accroissement local de la densité électronique. Cet exemple montre qu'il existe également des "trous" de densité électronique.

Le calcul des paramètres de l'irrégularité fait l'objet du tableau 2. La première itération, qui ne modifie que le contenu total d'électrons de l'ionosphère, ne figurera plus dans ces tableaux.

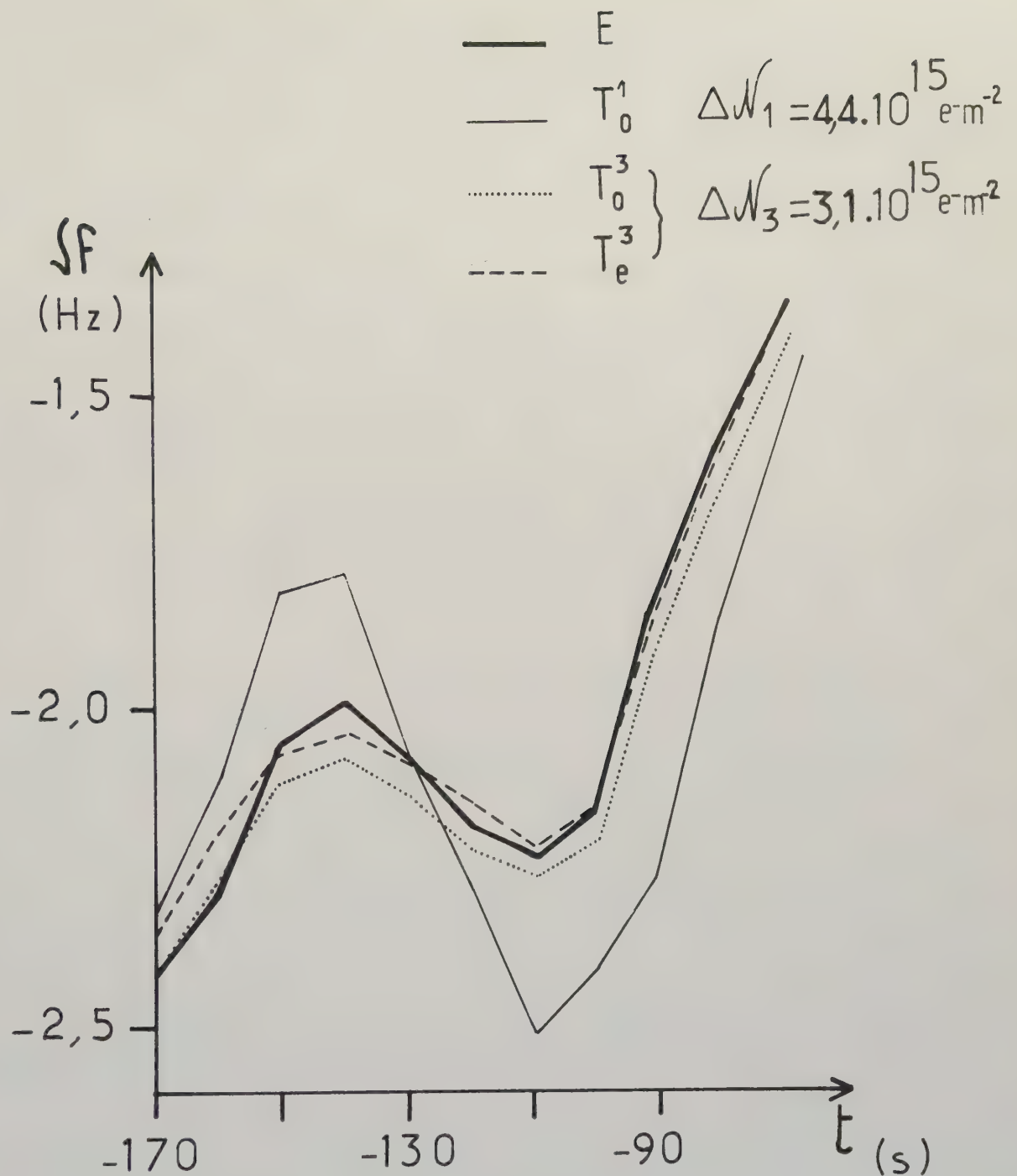


fig 8 - effet doppler fizeau différentiel:

E : courbe expérimentale
 T_0^1, T_e^3 : courbes théoriques obtenues en supposant la présence d'une
 irrégularité donnant un accroissement ΔN_i du contenu total d'électrons N

Révolution 11513 - Explorer 27 - 07.09.1967

$t_0 = 20 \text{ h } 30 \text{ mn } 28 \text{ s}$

$t_m = 20 \text{ h } 29 \text{ mn } 07 \text{ s}$

PARAMETRE		2ème itération			$\Delta \mathcal{W} = - 1,96 \text{ e}^{-\text{m}^{-2}}$ $\Delta f_{M_i} = + 0,50 \text{ MHz}$			3ème itération		
		$\mathcal{W} = 46,1016 \text{ e}^{-\text{m}^{-2}}$ $f_{M_i} = - 1,50 \text{ MHz}$							$\mathcal{W}_f = 44,14.10^{16} \text{ e}^{-\text{m}^{-2}}$	
n	x	x_{mn}	x_n		Δx_{mn}	Δx_n		x_{mn}	x_n	
			$x \leq x_{mn}$	$x > x_{mn}$		$x \leq x_{mn}$	$x > x_{mn}$		$x \leq x_{mn}$	$x > x_{mn}$
1	E.	40,80°	3,03°	1,41°	0	0	0	40,80°	3,03°	1,41°
2	a.	175,11°	6,45°	3,00°	0	0	0	175,11°	6,45°	3,00°
3	h.	(200 km)	8,00 km	3,72 km	0	- 2,00 km	- 0,93 km	$\Delta \mathcal{W}_i = - 0,019.10^{16} \text{ e}^{-\text{m}^{-2}}$		

TABLEAU 2.

Calcul des paramètres d'une irrégularité ionosphérique.

Etudions la variation, pendant la durée de l'observation, de la densité électronique à une altitude donnée h du rayon satellite-station. En faisant abstraction de l'irrégularité, nous obtenons une courbe (p) (Figure 9.). La présence d'une irrégularité "positive" à l'altitude h engendre une courbe (p_+) (Révolution 08790 - Explorer 22).

L'observation de la révolution 11513 du satellite Explorer 27 a fait apparaître une irrégularité "négative". Ce "trou" peut se traduire par la courbe (p_-) . Les courbes (p_+) et (p_-) se raccordent à la courbe (p) avant et après la traversée de l'hétérogénéité. Cette remarque est mise en défaut sur les deux exemples suivants.

D. - REVOLUTION 14268 - Explorer 22.

(Tableau 3).

$\Delta \mathcal{N}_{i_1}$ désigne l'accroissement du contenu total d'électrons par rapport à l'ionosphère moyenne rencontrée avant le temps t_m ; $\Delta \mathcal{N}_{i_2}$ est l'écart observé par rapport à l'ionosphère moyenne rencontrée après cet instant.

Le profil (Figure 10.) présente l'aspect d'une cuvette dont les bords sont dissymétriques.

L'aspect d'une irrégularité n'est pas toujours aussi simple comme nous pourrions le constater sur l'exemple suivant.

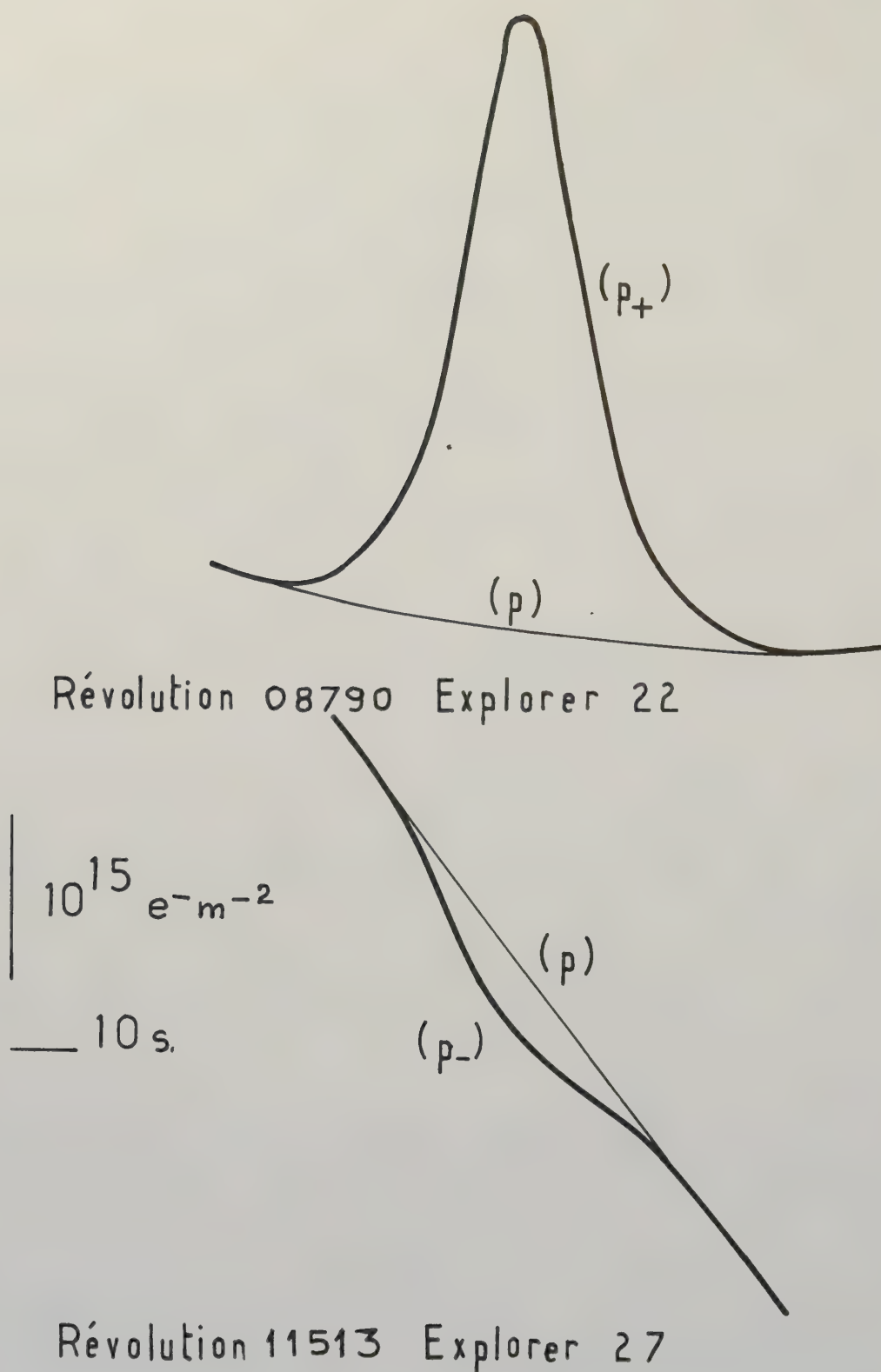


fig9 : variation du contenu total d'électrons pendant la traversée d'une hétérogénéité.
 (p) est la courbe qui serait obtenue en l'absence d'irrégularité.
 courbe (p₊) : accroissement de densité électronique
 courbe (p₋) : diminution de densité électronique

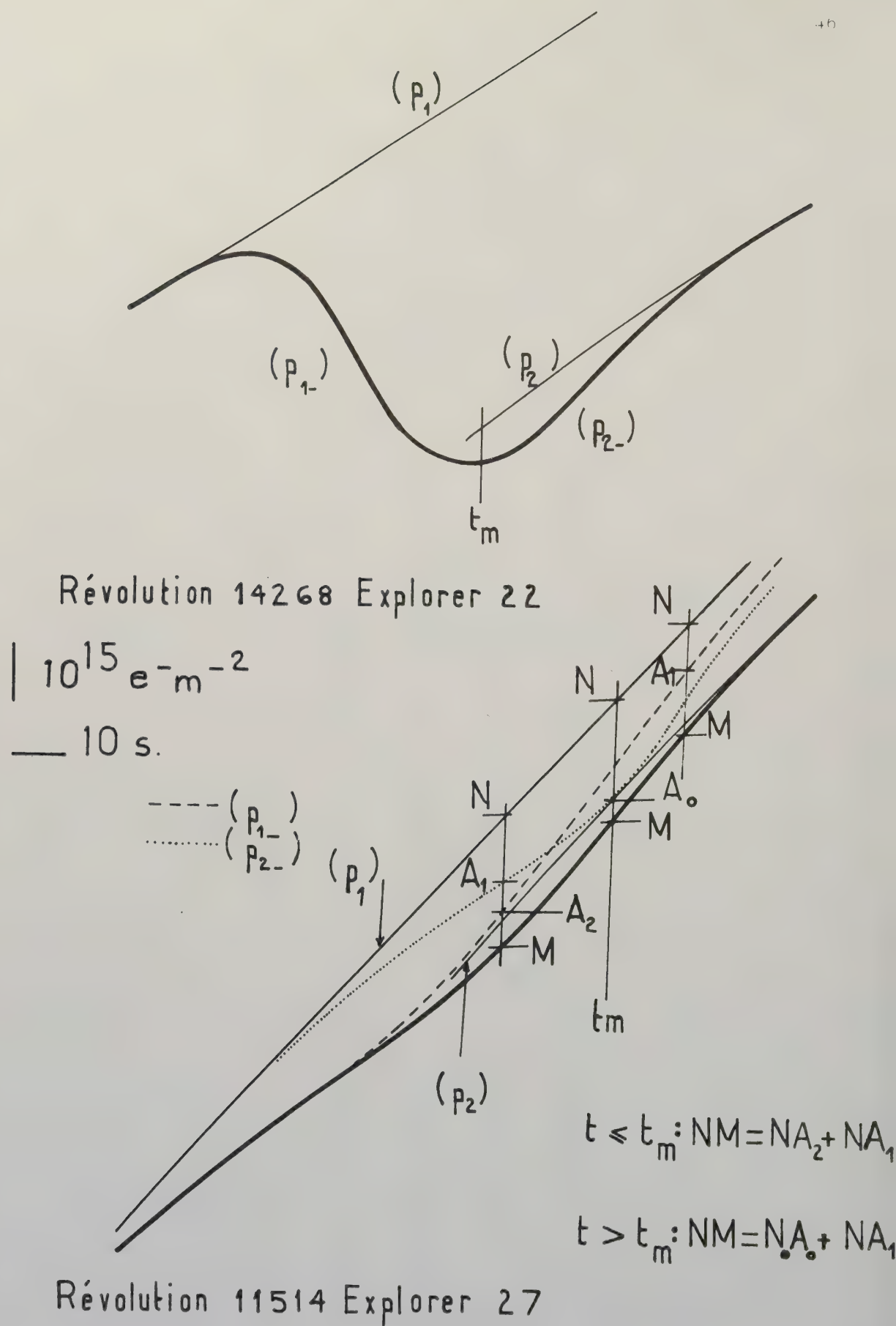


fig 10.

variation du contenu total d'électrons pendant la traversée d'une hétérogénéité, les courbes (p_1) et (p_2) , obtenues avant et après la traversée de l'hétérogénéité, ont été extrapolées

E. - REVOLUTION 11514 - EXPLORER 27.

(Tableau 4).

Seuls les paramètres ionosphériques relatifs à la deuxième et à la dernière itérations figurent sur ce tableau.

L'hétérogénéité observée peut être définie comme la résultante de la composition de deux irrégularités "1" et "2" (Figure 10.). Les paramètres f_{M1} , ΔN_{i1} , f_{M2} et ΔN_{i2} sont définis par rapport à l'ionosphère rencontrée avant la traversée de l'hétérogénéité ; (p_{1-}) et (p_{2-}) sont les profils correspondants. L'amplitude de la deuxième composante est maximum au temps t_m .

$$1 - t \leq t_m$$

Les amplitudes des deux composantes s'additionnent.

$$2 - t > t_m$$

L'amplitude de l'hétérogénéité est la somme de l'amplitude de la première irrégularité et de l'amplitude maximum de la seconde.

Entre les maxima des deux composantes, le profil observé (p_{12-}) est sensiblement parallèle à l'extrapolation des profils (p_1) et (p_2) en l'absence d'irrégularité.

REVOLUTION 11514 - EXPLORER 27 - 07.09.1967									
$t_o = 22 \text{ h } 24 \text{ mn } 19 \text{ s}$									
$t_m = 22 \text{ h } 24 \text{ mn } 09 \text{ s}$									
PARAMETRE									
		<u>2ème Itération</u>		<u>6ème Itération</u>					
				Irrégularité 1		Irrégularité 2			
		$\mathcal{W} = 31,90.10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$		$\mathcal{W}_{f_1} = 31,49.10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$		$\mathcal{W}_{f_2} = 32,25.10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$			
		$f_{Mj} = -3,00 \text{ MHz}$		$\Delta \mathcal{W}_{f_1} = -0,14.10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$		$\Delta \mathcal{W}_{f_2} = -0,13.10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$			
				$f_{Mj1} = -2,05 \text{ MHz}$		$f_{Mj2} = -2,05 \text{ MHz}$			
n		x_{mn}		x_{mn1}		x_{mn2}		x_{mn2}	
x		x_n		x_{n1}		x_{n2}		x_{n2}	
		$x < x_{mn} \mid x > x_{mn}$		$x < x_{mn1} \mid x > x_{mn1}$		$x < x_{mn2} \mid x > x_{mn2}$		$x < x_{mn2} \mid x > x_{mn2}$	
1	E_i	75,27°	4,19°	0,51°	69,95°	9,21°	4,28°	5,89°	∞
2	a_i	183,05°	22,27°	15,33°	213,74°	20,08°	19,43°	28,72°	∞
3	h_i	200 km	12,00 km	5,60 km	(200 km)	10,00 km	4,65 km	(200 km)	10,00 km

TABLEAU 4.

Calcul des paramètres d'une irrégularité ionosphérique ("trou" d'électrons).

III. - UNICITE DE LA SOLUTION. -

A. - DEFINITIONS.

Remplaçons l'ensemble

$$\mathcal{C} \equiv \left\{ \mathcal{M}, f_{M1}, x_{mn}, x_n, n = 1, 3 \right\}$$

des paramètres ionosphériques évalués avant la première itération par un ensemble

$$\mathcal{C}^* \equiv \left\{ \mathcal{M}^*, f_{M1}^*, x_{mn}^*, x_n^*, n = 1, 3 \right\}$$

des valeurs arbitraires. Ces valeurs doivent néanmoins être plausibles, par exemple, on pourra prendre :

$$\mathcal{M}^* = 2 \cdot \mathcal{M} ; \quad f_{M1} = 0,2 \cdot f_{M1} ; \dots$$

A l'ensemble $\mathcal{C}$ nous faisons correspondre un ensemble

$$\mathcal{C}_f \equiv \left\{ \mathcal{M}_f, \Delta \mathcal{M}_i, x_{fmn}, x_{fn}, n = 1, 2 \right\}$$

La description de l'ionosphère est donnée par les éléments de cet ensemble.

De même l'ensemble $\mathcal{C}^*$ engendre un nouvel ensemble

$$\mathcal{C}_f^* \equiv \left\{ \mathcal{M}_f^*, \Delta \mathcal{M}_i^*, x_{fmn}^*, x_{fn}^*, n = 1, 2 \right\}$$

L'ensemble $\mathcal{C}_f^*$ fournit une deuxième image de l'ionosphère.

Nous nous proposons de comparer les ensembles $\mathcal{C}_f$ et $\mathcal{C}_f^*$.

B. - EXEMPLES.

1. - Révolution 09172 du satellite Explorer 22.

1.1. - Ensembles $\mathcal{C}$ et $\mathcal{C}_f$.

Les éléments de l'ensemble $\mathcal{C}$ sont déduits directement de la suite des mesures effectuées à intervalles de temps régulier (5 secondes) et de certaines caractéristiques de cet enregistrement (pente, coordonnées des extrêmes et des points d'inflexion de la courbe représentative de la mesure en fonction du temps). Lorsque l'intensité d'une irrégularité est très faible devant le gradient du contenu total d'électrons, il n'y a pas d'extrémum. Dans ce cas, nous devons relever l'heure t_e à laquelle s'annule la dérivée troisième. L'heure t_e , qui ne peut être obtenue qu'approximativement, ne sert qu'à définir les conditions initiales d'un calcul itératif.

Par itérations successives, le programme donne une description de l'ionosphère au moyen de paramètres consignés dans un ensemble $\mathcal{C}_f$.

Les résultats obtenus peuvent se traduire symboliquement par :

$$\mathcal{C} \equiv \{ \mathcal{W}; f_{m_i}; E_i; a_i; h_i; (x_{m_1}^1; x_{m_1}^2); (x_{m_2}^1; x_{m_2}^2); (x_{m_3}^1; x_{m_3}^2) \}$$

$$\mathcal{C}_f \equiv \{ \mathcal{W}; \Delta \mathcal{W}_f; E_i; a_i; (x_{m_1}^1; x_{m_1}^2); (x_{m_2}^1; x_{m_2}^2) \}$$

avec

$$\begin{aligned} x_m &\equiv x_{mn}^1 & \text{si} & \quad x \leq x_{mn} \\ x_m &\equiv x_{mn}^2 & \text{si} & \quad x > x_{mn} \end{aligned}$$

Numériquement, nous obtenons :

$$\mathcal{C} \equiv \left\{ \begin{array}{l} 15,25 \ ; \ 2,65 \ ; \ 43,95 \ ; \ 156,40 \ ; \ 200 \ ; \\ (7,83 \ ; \ 3,64) \ ; \ (8,57 \ ; \ 3,99) \ ; \ (12,00 \ ; \ 5,58) \end{array} \right\}$$

$$\mathcal{C}_f \equiv \left\{ \begin{array}{l} 15,17 \ ; \ 0,16 \ ; \ 42,00 \ ; \ 158,32 \ ; \\ (7,63 \ , \ 3,55) \ ; \ (7,58 \ ; \ 3,52) \end{array} \right\}$$

$\mathcal{W}$ et $\Delta \mathcal{W}_i$ s'expriment en 10^{16} électrons par mètre carré, f_{M_i} en mégahertz, h_i , x'_{m3} et x^2_{m3} en kilomètres et E_i , a_i , x'_{m1} , x^2_{m1} , x'_{m2} et x^2_{m2} en degrés.

1.2. - Ensembles $\mathcal{C}^*$ et $\mathcal{C}_f^*$.

L'ensemble $\mathcal{C}$ précédemment défini est l'ensemble effectivement déduit de l'observation. Effectuons maintenant un mauvais relevé des caractéristiques de l'enregistrement. En utilisant les mêmes conventions d'écriture, nous définissons successivement deux ensembles :

$$\mathcal{C}^* \equiv \left\{ \begin{array}{l} 15,41 \ ; \ 4,00 \ ; \ 48,00 \ ; \ 158,32 \ ; \ 200 \ ; \\ (8,24 \ ; \ 3,83) \ ; \ (9,96 \ ; \ 4,63) \ ; \ (24,00 \ ; \ 11,16) \end{array} \right\}$$

et

$$\mathcal{C}_f^* \equiv \left\{ \begin{array}{l} 15,17 \ ; \ 0,14 \ ; \ 42,00 \ ; \ 158,32 \ ; \\ (7,63 \ ; \ 3,55) \ ; \ (7,58 \ ; \ 3,52) \end{array} \right\}$$

Les ensembles $\mathcal{C}$ et $\mathcal{C}_f^*$ sont pratiquement identiques. Nous obtenons le même résultat final bien que nous soyons partis de conditions initiales différentes.

L'exemple suivant montre également que la solution trouvée est unique.

2. - Révolution 11672 du satellite Explorer 22.

Numériquement, nous obtenons :

$$\mathcal{C} = \left\{ \begin{array}{l} 29,17 ; 6,00 ; 46,91 ; 148,95 ; 200 ; \\ (9,14 ; 4,38) ; (13,28 ; 6,17) ; (25,00 ; 11,62) \end{array} \right\}$$

$$\mathcal{C}_f = \left\{ \begin{array}{l} 29,06 ; 1,96 ; 44,93 ; 151,58 ; \\ (9,32 ; 4,33) ; (11,75 ; 5,46) \end{array} \right\}$$

Une très mauvaise appréciation des instants des extremum et des points d'inflexion de la courbe représentative de la mesure expérimentale en fonction du temps a conduit aux ensembles :

$$\mathcal{C}^* = \left\{ \begin{array}{l} 29,17 ; 3,00 ; 46,88 ; 146,03 ; 200 ; \\ (8,98 ; 5,02) ; (14,69 ; 8,34) ; (10,00 ; 5,58) \end{array} \right\}$$

et

$$\mathcal{C}_f^* = \left\{ \begin{array}{l} 29,06 ; 1,84 ; 44,93 ; 151,58 ; \\ (9,32 ; 4,57) ; (11,75 ; 5,74) \end{array} \right\}$$

Les ensembles $\mathcal{C}_f$ et $\mathcal{C}_f^*$ sont pratiquement identiques.

L'ensemble $\mathcal{C}_f^*$ n'a été obtenu qu'après un nombre élevé d'itérations. Neuf itérations ont été nécessaires alors qu'en effectuant minutieusement le relevé des caractéristiques d'un enregistrement, trois ou quatre itérations suffisent habituellement. Un relevé erroné des conditions initiales n'influe pas sur le résultat mais augmente considérablement la durée des calculs. La détermination de la trajectoire et de la phase d'une onde radioélectrique traversant une ionosphère perturbée nécessite approximativement cinq secondes de calcul d'un ordinateur "Control Data 6400". Nous voyons que le plus grand soin doit être apporté à l'interprétation des enregistrements.

CHAPITRE II - D : RESULTATS EXPERIMENTAUX. -

Nous analyserons les enregistrements de l'effet Doppler-Fizeau différentiel obtenus à la station de Sagamore Hill (42° 39' N, 289° 10' E). Des anomalies de la courbe représentative apparaissent fréquemment ; nous observons des perturbations isolées sur 45 % des enregistrements ; 8 % des enregistrements présentent les ondulations caractéristiques des perturbations ionosphériques itinérantes.

Nous nous proposons d'analyser les perturbations isolées.

I. - INTENSITE DES IRREGULARITES. -

22 irrégularités sont provoquées par des accroissements locaux de la densité électronique. Seulement 8 irrégularités correspondent à des "trous" d'électrons. Les tableaux 5 à 8 définissent quelques irrégularités.

La valeur absolue de l'apport d'ionisation au contenu total d'électrons de l'ionosphère totale est comprise entre $1,8 \cdot 10^{14}$ et $2,0 \cdot 10^{16}$ électrons par mètre carré. Cette contribution varie entre $0,044 \cdot 10^{-2}$ et $6,8 \cdot 10^{-2}$ du contenu total moyen au voisinage de l'hétérogénéité. La contribution maximum correspond à un accroissement de la densité électronique mais nous avons observé un "trou" diminuant le contenu total moyen de 6,2 %.

REVOLUTION	DATE	HEURE T.U. SOLAIRE		LAT. N	LONG. E	LAT. N	LONG. E	GEOMAGNETIQUE	GEOPHYSIQUE	GEOMAGNETIQUE	EPAISSEUR REDUITE E_N (km)	TRACE LATITU- DINALE (km)	ΔN_i 10^{14} $e^- m^{-2}$	$\frac{\Delta N_i}{N}$ (%)
08790	11.07.66	21	21	16	24	41,6°	286,4°	54,7°	358,8°		$37 \leq E_N \leq 42$	140	31	2,7
09077	01.08.66	18	45	13	50	44,5°	287,5°	57,7°	1,6°		$6 \leq E_N \leq 16$	120	5,0	0,34
09172	08.08.66	16	37	11	47	40,9°	290,1°	54,1°	3,9°		$14 \leq E_N \leq 54$	240	15	1,0
09391	24.08.66	15	13	10	22	43,0°	288,1°	55,9°	2,6°		$5 \leq E_N \leq 10$	100	5,6	0,41
11399	17.01.67	18	42	13	57	41,6°	288,9°	54,6°	3,6°		$19 \leq E_N \leq 52$	140	43	2,0
11481	23.01.67	17	56	13	09	41,4°	288,7°	54,5°	3,3°		$23 \leq E_N \leq 74$	280	72	3,1
11522	26.01.67	17	33	12	45	40,7°	288,3°	53,9°	2,5°		$22 \leq E_N \leq 38$	260	63	2,4

TABLEAU 5.

Description d'irrégularités provoquées par un accroissement de la densité électronique observées avec le satellite "Explorer 22".

REVOLUTION	DATE	HEURE		LAT. N	LONG. E	LAT. N	LONG. E	EPAISSEUR REDUITE E_N (km)	TRACE LATITU- DINALE (km)	ΔN_i 10^{14} $e^- m^{-2}$	$\frac{\Delta N_i}{N}$ (%)
		T.U.	SOLAIRE								
		h	mn	h	mn						
11672	06.02.67	15	33	10	43	41,1°	290,3°	$66 \leq E_N$ (48)	180	203	6,8
11672	06.02.67	15	37	10	43	44,0°	290,8°	$23 \leq E_N \leq 34$	210	76	2,4
14022	27.02.67	16	22	11	32	44,4°	290,1°	$64 \leq E_N$ (34)	100	10	0,46
14309	17.08.67	13	36	08	48	41,0°	288,6°	$72 \leq E_N \leq 76$	290	61	3,5
14391	23.08.67	12	52	08	08	43,6°	289,1°	$10 \leq E_N \leq 100$	200	26	1,1
14670	12.09.67	20	36	15	52	43,6°	289,1°	$4 \leq E_N \leq 22$	120	6,0	0,29

TABEAU 6.

Description d'irrégularités provoquées par un accroissement de la densité électronique observées avec le satellite "Explorer 22".

REVOLUTION	DATE	HEURE T.U. SOLAIRE		LAT. N	LONG. E	LAT. N	LONG. E	EPAISSEUR REDUITE E_N (km)	TRACE LATITU- DINALE (km)	ΔN_i 10^{14} $e^- m^{-2}$	$\frac{\Delta N_i}{N}$ (%)
		h	mn	h	mn						
09391	24.08.66	15	15	10	27	44,2°	288,5°	$3 \leq E_N \leq 26$	110	- 3,0	- 0,22
10036	12.10.66	18	42	13	55	44,7°	288,8°	$2 \leq E_N \leq 46$	220	- 3,4	- 0,13
14268	14.08.67	13	59	09	11	40,7°	288,6°	$7 \leq E_N \leq 80$	100	- 6,6 - 2,0	- 6,2 - 1,9

TABEAU 7.

Description d'irrégularités provoquées par une diminution de la densité électronique observées avec le satellite "Explorer 22".

REVOLUTION	DATE	HEURE		LAT.	LONG.	LAT.	LONG.	EPAISSEUR REDUITE		TRACE	$\Delta \mathcal{N}_i$	$\frac{\Delta \mathcal{N}_i}{\mathcal{N}}$
		T.U.	SOLAIRE	N	E	N	E	E_N		LONGITU-DINALE	10^{14}	(%)
		h mn	h mn	GEOGRAPHIQUE		GEOGRAPHIQUE		(km)		(km)	e- m-2	
11513	07.09.67	20 29	15 45	40,7°	289,4°	53,8°	4,5°	$1 \leq E_N \leq 36$		120	- 1,9	- 0,044
11514	07.09.67	22 24	17 40	41,9°	288,5°	54,9°	2,9°	$1 \leq E_N \leq 60$		110	- 15	- 0,45
11515	07.09.67	00 19	19 34	42,2°	289,0°	55,2°	3,8°	$1 \leq E_N \leq 60$		90	- 14	- 0,42
				42,1°	289,8°	55,1°	5,3°			230	+ 28	+ 1,1
										150	+ 14	+ 0,53

TABLEAU 8.

Description des irrégularités observées avec le satellite "Explorer 27".

II. - DISTRIBUTION GEOGRAPHIQUE DES IRREGULARITES. -

La figure 11 montre que les irrégularités ont été observées plus fréquemment vers le Nord et le Sud de la station de Sagamore Hill que vers l'Est ou l'Ouest de cette station. Cette concentration des irrégularités est reliée à l'étendue géographique du domaine d'observation.

Le satellite "Explorer 22" décrit une orbite quasi polaire. Nous ne disposons uniquement que d'enregistrements relatifs à des révolutions pour lesquelles le minimum de la distance du satellite à la station est inférieur à 1500 km. Le domaine d'investigation correspondant est ainsi plus étendu en latitude qu'en longitude ; l'extension longitudinale de ce domaine croît avec la différence de latitude par rapport à la station. Nous avons observé, à une unité près, le même nombre d'irrégularités au Nord et au Sud de la station.

Quelques enregistrements des signaux émis par le satellite "Explorer 27" ont été analysés. Ce satellite permet d'étudier l'ionosphère de latitude inférieure à celle de la station exclusivement. Des irrégularités ont été mises en évidence sur trois enregistrements.

Les perturbations ionosphériques n'ont pas été observées dans des directions privilégiées. Par contre, les irrégularités localisées au Sud de la station ont une intensité supérieure à celles observées au Nord de la station.

III. - INFLUENCE DE L'ACTIVITE GEOMAGNETIQUE. -

Avant de rechercher des mécanismes de formation d'irrégularités ionosphériques isolées, il est important de savoir si la présence d'irrégularités est liée à l'activité magnétique.

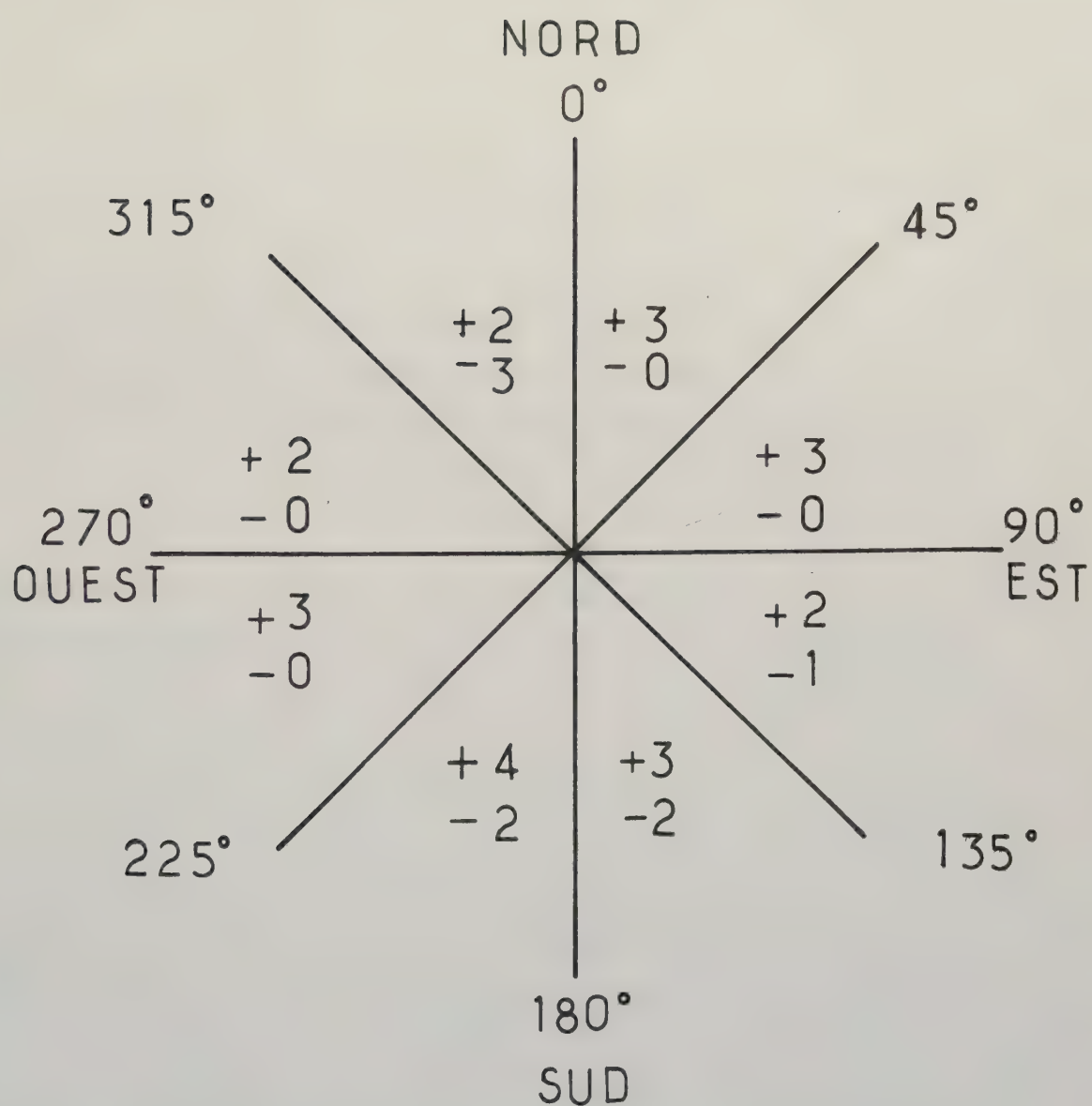


fig11- distribution des irrégularités ionosphériques observées en fonction de l'azimut du satellite.
 + accroissement de la densité électronique
 - diminution de la densité électronique

Le tableau 9 montre que les irrégularités "positives" apparaissent principalement les jours magnétiquement calmes alors que les "trous" d'électrons sont plus fréquents les jours magnétiquement perturbés.

IV. - EVOLUTION DIURNE DES IRREGULARITES. -

Les enregistrements des signaux en provenance du satellite "Explorer 27" ont tous été réalisés en fin d'après-midi et en début de soirée. Par contre, les heures de réception des signaux en provenance du satellite "Explorer 22" sont réparties uniformément sur 24 heures. Dans cette étude, nous ne retiendrons que les irrégularités mises en évidence à partir du satellite "Explorer 22".

Ces irrégularités n'ont été observées qu'entre l'heure du lever du Soleil et 18 heures locales ; une seule irrégularité a été observée la nuit.

Les irrégularités ionosphériques isolées apparaissent généralement quelques heures après le lever du Soleil : 59 % des irrégularités ont été observées entre 1 et 5 heures après le lever du Soleil. L'amplitude des irrégularités est également fonction du temps compté à partir de l'heure du lever du Soleil ; les six plus fortes irrégularités ont été observées entre 3 h. 30 et 4 h. 30 après le lever du Soleil.

V. - ALTITUDE ET ETENDUE GEOGRAPHIQUE DES IRREGULARITES. -

Rappelons que nous déterminons l'intersection de l'irrégularité et de la surface gauche ($\mathcal{G}$) balayée par l'onde radioélectrique entre le satellite et la station au sol pendant la durée de l'enregistrement. Nous n'avons pas calculé l'altitude et l'amplitude maximum des

K_p	NOMBRE D'IRREGULARITES "POSITIVES" OBSERVEES	NOMBRE DE "TROUS" D'ELECTRONS OBSERVES
$K_p \leq 1$	9	1
$1 < K_p \leq 2$	6	1
$2 < K_p \leq 3$	2	2
$3 < K_p$	5	4

TABLEAU 9.

Répartition des irrégularités observées suivant la valeur K_p du coefficient trihoraire d'activité géomagnétique "planétaire".

irrégularités. L'altitude des irrégularités a été fixée arbitrairement à 200 km.

Cependant, sur la verticale correspondant à l'amplitude maximum de la perturbation, nous avons défini (annexe 4.) deux épaisseurs réduites E_{Nm} et E_{NM} encadrant l'épaisseur réduite de l'irrégularité. Rappelons (annexe 4.) que la quantité E_{Nm} n'est pratiquement pas fonction de l'altitude de l'irrégularité ; la quantité E_{NM} est approximativement proportionnelle à l'altitude jusqu'à 350 km et ne croît que très lentement ensuite. Les épaisseurs réduites reportées dans les tableaux 5 à 8 ont été calculées pour une altitude de 350 km.

Nous pouvons évaluer une altitude h_{inf} au-dessus de laquelle est située l'irrégularité (annexe 4.). Nous pouvons ainsi affirmer que les irrégularités observées à partir des enregistrements obtenus lors des révolutions 11672 et 14022 du satellite "Explorer 22" sont situées à des altitudes supérieures à 750 km. Les irrégularités observées à partir des révolutions 08790 et 14309 sont situées à des altitudes supérieures à 325 km. Au moins 11 des 21 irrégularités "positives" observées à partir du satellite "Explorer 22" sont situées à des altitudes supérieures à 205 km.

On peut supposer que l'on n'observe que l'intersection de la surface ($\mathcal{S}$) et d'une irrégularité allongée le long du champ géomagnétique. Dans ces conditions, l'onde radioélectrique ne traverse qu'une faible partie de la perturbation lorsque la propagation ne s'effectue pas le long de la ligne de force correspondante du champ géomagnétique. En admettant que les irrégularités sont allongées le long du champ géomagnétique, on devrait observer un accroissement important de la quantité E_{Nm} vers le Sud. On ne trouve que des valeurs très légèrement plus élevées au Sud. Intégrée sur une ligne de force du champ géomagnétique, l'irrégularité provoque un accroissement $\Delta \mathcal{W}_i^*$ du contenu total oblique $\mathcal{W}^*$.

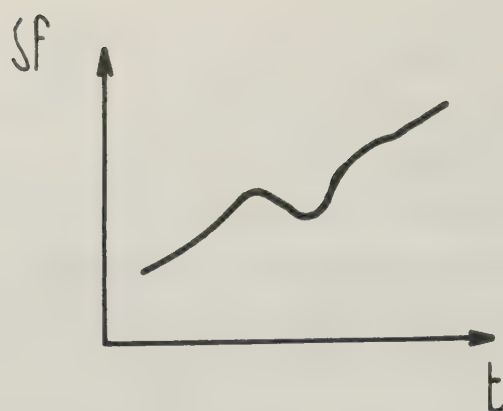
Avec l'hypothèse précédente, le rapport $\frac{|\Delta \mathcal{N}_i^*|}{\mathcal{N}_i^*}$ doit prendre des valeurs très élevées. On observe bien un accroissement de l'intensité des irrégularités observées vers le Sud mais cet accroissement serait bien plus considérable si l'irrégularité était allongée le long du champ géomagnétique. L'intensité des irrégularités ne présente pas un maximum dans la direction du champ géomagnétique à la station d'observation.

Les irrégularités observées au voisinage de cette direction provoquent des déformations de la courbe Doppler expérimentale schématisées figure 12A. En présence d'une irrégularité allongée sur une ligne de force du champ géomagnétique, on ne peut qu'obtenir la distortion schématisée figure 12B; la répercussion, sur la fréquence Doppler, des bords extrêmes de la perturbation est mieux marquée.

Les irrégularités isolées que nous avons mises en évidence ne sont pas situées à l'intérieur d'un tube de force du champ géomagnétique; la coupe de ces irrégularités, par un plan vertical, ressemble à des ellipses assez aplaties de grand axe horizontal.

CHAPITRE II - E : CONCLUSION. -

En comparant la fréquence Doppler différentielle mesurée, lors d'un passage d'un satellite balise au-dessus de l'horizon d'une station de réception, et les fréquences Doppler différentielles calculées, d'après différents modèles d'ionosphère, nous avons défini la position géographique et les paramètres d'hétérogénéités de la densité électronique entre ce satellite et la station. Par l'analyse d'une cinquantaine d'enregistrements, nous avons mis en évidence plusieurs particularités de ces irrégularités.



Aspect schématique d'une perturbation observée
sur un enregistrement

fig 12_A



Aspect schématique d'une perturbation provoquée
par une irrégularité, au sud de la station, allongée suivant
les lignes de force du champ géomagnétique

fig 12_B

Dans une deuxième partie, nous montrerons que certains des paramètres des irrégularités ionosphériques isolées peuvent être calculés en n'utilisant que la mesure de la fréquence Faraday différentielle.

CHAPITRE III : EFFET FARADAY DIFFERENTIEL

CHAPITRE III - A : INTRODUCTION. -

En analysant les variations de l'amplitude du champ radioélectrique des signaux, émis par le satellite "Explorer 22", nous constatons que la dérivée logarithmique de la période Faraday peut présenter des variations importantes entre deux noeuds Faraday consécutifs. Nous montrerons que nous pouvons ainsi détecter des irrégularités ionosphériques qui perturbent un enregistrement pendant 15 secondes. Pour une irrégularité d'altitude 350 km, cette limite inférieure correspond à un pouvoir de résolution de 50 km.

Les enregistrements effectués à la station du Val-Joyeux ont montré l'existence de 410 irrégularités isolées, d'amplitude comprise entre $2 \cdot 10^{14}$ et $2 \cdot 10^{16}$ électrons par mètre carré, entre le 18 Octobre 1964 et le 25 Avril 1969. Ces variations locales de la densité électronique affectent une étendue géographique de l'ionosphère dont les dimensions varient de 50 à 500 km.

CHAPITRE III - B : OBSERVATIONS DES PERTURBATIONS IONOSPHERIQUES. -

I. - DONNEES EXPERIMENTALES. -

La réception des signaux, de fréquence 40 et 41 MHz, en provenance du satellite défilant, quasi-polaire, "Explorer 22" est faite à l'aide d'un récepteur de trafic précédé d'un convertisseur de fréquence. L'amplitude du signal est obtenue à partir de l'enregistrement de la tension de sortie détectée sur un enregistreur galvanométrique ayant une bande passante d'une dizaine de Hertz.

Nous avons analysé 3.706 enregistrements de la période Faraday, d'une durée moyenne de 12 minutes.

Pendant un passage du satellite au-dessus de l'horizon de la station de réception, l'évolution de la période Faraday est relativement continue (Figure 13_A). Cependant, un grand nombre d'enregistrements présente des variations irrégulières (Figures 13_B et 13_C).

Les positions des noeuds Faraday, observés sur l'enregistrement papier, pour chacune des deux fréquences de réception, sont transcrites sur bande perforée. Différentes informations annexes sont ajoutées à cette bande perforée : temps correspondant au premier noeud Faraday relevé, date, identification de la révolution. Un programme interne à l'ordinateur permet le décodage de cette bande perforée et la transcription sur une bande magnétique, qui sera l'unique support des données. La méthode de réduction fait l'objet de l'annexe 5.

Une interprétation de certains résultats expérimentaux n'a pu être donnée qu'en comparant les mesures effectuées en deux stations : nous avons traité en parallèle les données recueillies à la station de Tortosa (Espagne) du 1er Mai 1965 au 31 Décembre 1966. Sauf indication contraire, tous les résultats sont relatifs à notre station du Val-Joyeux.

fig 13_C - révolution 17331

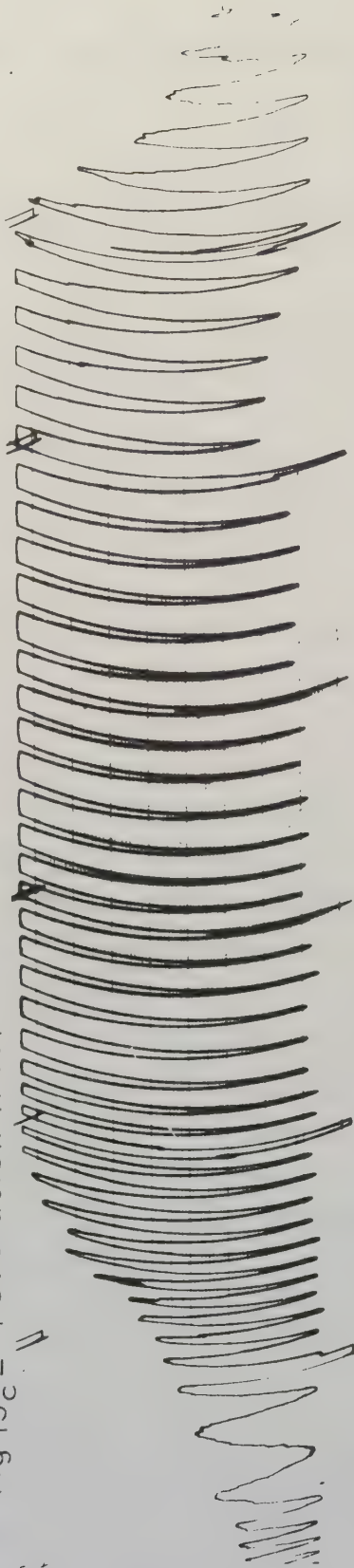


fig 13_B - révolution 16465

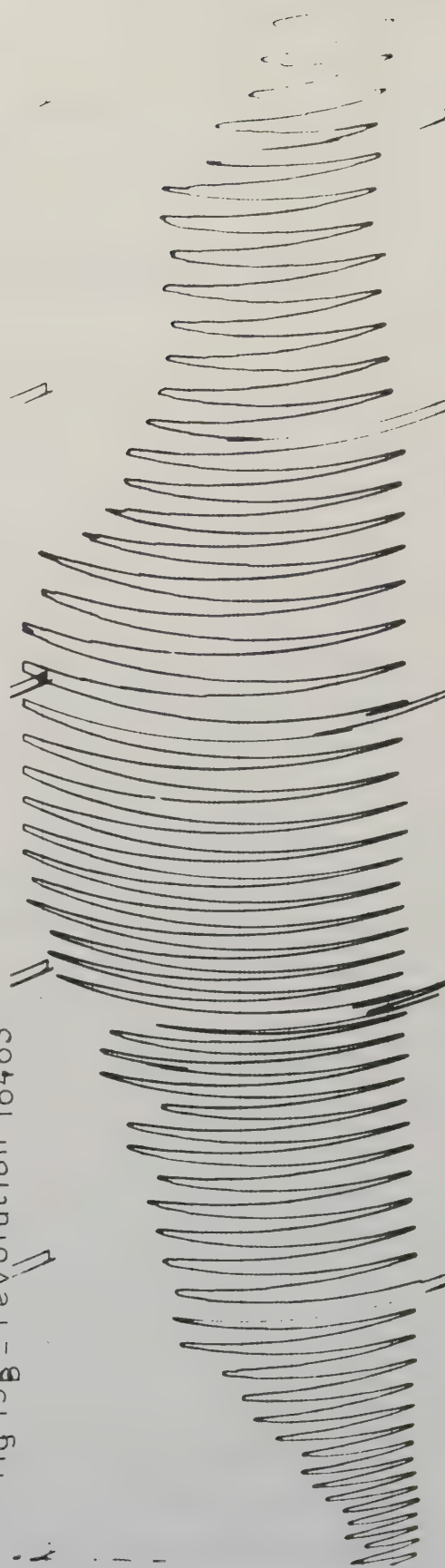


fig 13_A - révolution 16519

enregistrement de l'effet faraday

Certaines perturbations peuvent détectées par l'observation visuelle des enregistrements mais généralement, elles ne sont mises en évidence qu'à la suite d'un traitement sur ordinateur.

Afin d'étudier la probabilité de présence d'irrégularités, nous avons déterminé les distributions spatiales et temporelles correspondantes aux 123.000 points de mesures qui ont été retenus, pour chacune des deux fréquences d'émission 40 et 41 MHz. Nous ne donnerons qu'une illustration simplifiée des résultats obtenus.

II. - DISTRIBUTIONS SPATIALES ET TEMPORELLES DES POINTS DE MESURE. -

Dans un premier stade, nous définirons le domaine spatial (V) observé.

Nous observons des irrégularités de la densité électronique le long des trajectoires (j) des ondes radioélectriques entre le satellite et le sol. Nous n'avons retenu que les noeuds Faraday qui permettent un calcul précis de l'intégrale $\int_{(j)} N \cdot ds$: tous les points qui ne correspondent pas à la partie "plate" de la courbe B de la figure 26 (Annexe 5.) ont été rejetés.

Il en résulte que le volume (V) est un cône centré à la station S (48° 49' N, 2°E) (Figure 14). La génératrice (g) du cône s'appuie sur un contour gauche (l) tracé à la surface d'une sphère (S) , concentrique à la Terre, d'altitude $\overline{h}_S$; $\overline{h}_S$ est l'altitude minimum du périgée du satellite (900 km).

La figure 14 montre que des irrégularités situées à des altitudes de 900 km peuvent être détectées jusqu'à 6 degrés au Nord de la station, 17 degrés au Sud et 22 degrés à l'Ouest et l'Est. Nous constatons également sur cette figure que le domaine d'observation des irrégularités situées à basses altitudes est plus restreint. Par exemple, des irrégulari-

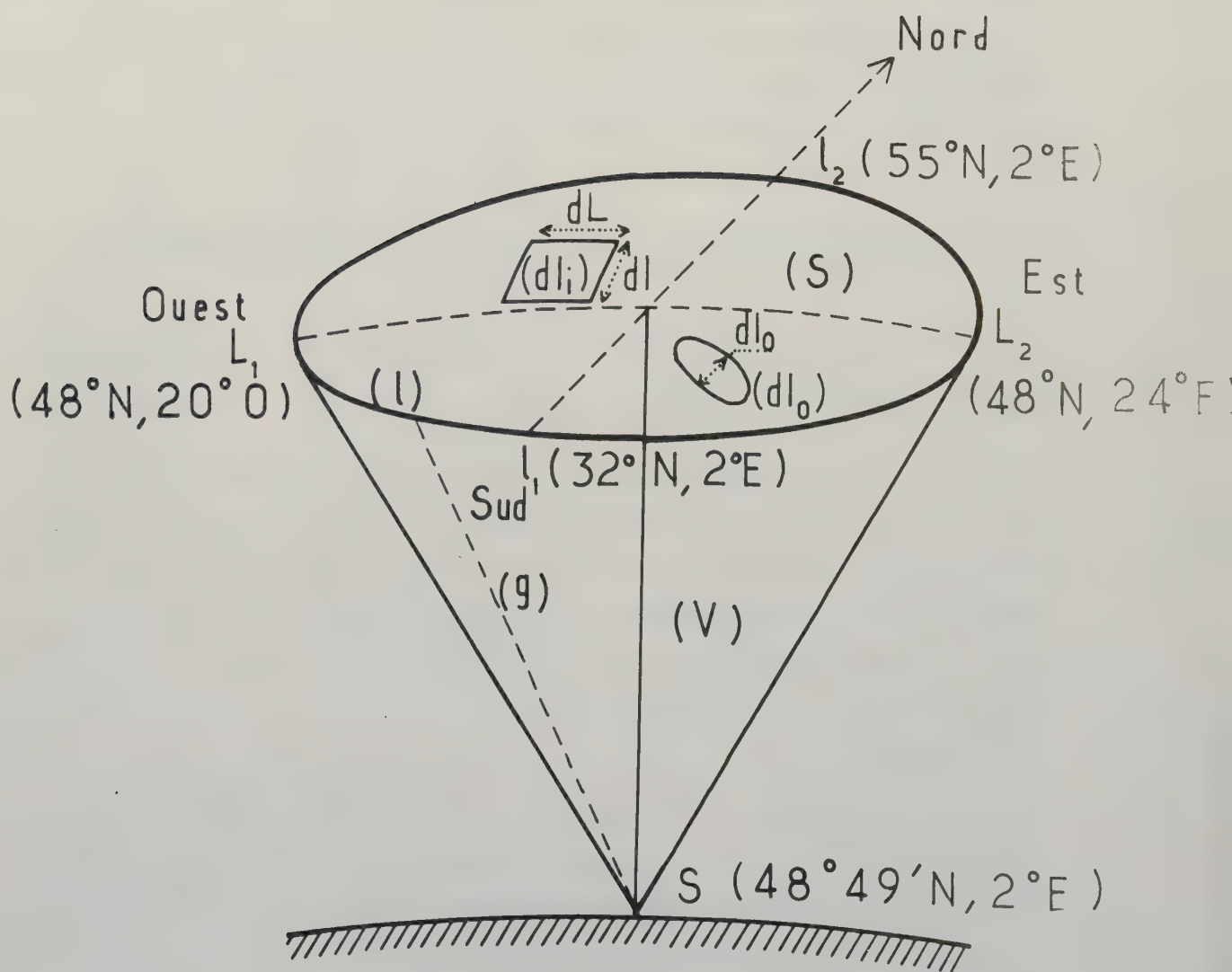


fig 14- représentation schématique du domaine géographique observé à la station du val joyeux .

tés d'altitude 300 km ne peuvent pas être détectées si elles sont situées à plus de 2 degrés au Nord de la station, ou 6 degrés au Sud, ou 7 degrés à l'Ouest ou à l'Est.

Nous avons déterminé la distribution spatiale des différents domaines géographiques observés pour les années 1964 à 1969 pour tous les intervalles de temps local 0-2 h., 2-4 h., ... , 22-24 h.

Afin d'illustrer la densité de points de mesure correspondant à une portion d'espace donnée, définissons deux contours (dl_0) et (dl_i) , sur la surface de la sphère (S) , à l'intérieur du contour (l) .

dl_0 désigne la plus petite dimension d'un contour à l'intérieur duquel ne correspond aucun point de mesure, dl_0 est la racine carrée des différences de latitude et de longitude des deux extrémités A et B du plus petit axe du contour (dl_0) . Les côtés dl et dL des contours (dl_i) sont des arcs de cercle respectivement concentriques à un parallèle et à un méridien terrestres; ces côtés correspondent à des différences de latitude et de longitude de 2 degrés. k_i est le nombre de points de mesure relatifs à un cône élémentaire de contour (dl_i) . k_i présente un maximum k .

Les deux paramètres dl_0 et k illustrent la probabilité de réaliser une étude de la structure fine de l'ionosphère.

L'étude des perturbations ionosphériques sera d'autant plus complète que k sera plus élevé et dl_0 plus petit. En 1965, de 0 à 6 heures et de 22 à 24 heures locales, et en 1966, de 0 à 4 heures, il est pratiquement impossible d'étudier la formation d'irrégularités ($k < 5$; $dl_0 > 6^\circ$). Par contre, en 1965, de 10 à 16 heures, en 1966, de 8 à 20 heures, en 1967, de 6 à 24 heures, et en 1968, de 5 à 24 heures, nous disposons d'un nombre très élevé de points ($k > 16$; $dl_0 < 3^\circ$). dl_0 est inférieur à un degré et k dépasse 65 pour plusieurs intervalles de temps.

En 1964 et 1969, les observations n'ont duré que respectivement trois et quatre mois. La plupart de ces observations ont été faites le jour. Un nombre relativement réduit de points a été déduit des enregistrements effectués en 1964. Par contre, les valeurs du coefficient k relatives aux mesures effectuées le jour en 1968 et 1969 sont comparables. Cependant, le nombre de révolutions analysées en 1969 étant plus réduit, les distributions spatiales et temporelles des points résultant de ces observations sont moins uniformes ($d\theta_0 \leq 4^\circ$).

A l'exception des nombres totaux d'irrégularités observées, tous les résultats que nous donnerons ont été pondérés par le nombre de points expérimentaux retenus.

III. - CARACTERISTIQUES DES HETEROGENEITES. -

Une méthode de détermination précise du contenu total d'électrons de l'ionosphère, à partir de la mesure de l'effet Faraday différentiel, a été développée (Annexe 5). Le programme de calcul correspondant a été combiné à un deuxième programme qui permet de détecter automatiquement des perturbations ionosphériques en analysant l'évolution de la dérivée logarithmique de la période Faraday (Figure 15.).

Une hétérogénéité se traduit alors par la superposition d'une perturbation (p), d'amplitude $\Delta \mathcal{N}_i$, à la courbe $\mathcal{N}(L)$ traduisant l'évolution moyenne du contenu total d'électrons en fonction de la latitude L

(Figure 16.). Nous pouvons ainsi définir des irrégularités d'amplitude $\Delta \mathcal{N}_i$ supérieures à $2 \cdot 10^{14} \left[\cos\left(\frac{\partial \mathcal{N}}{\partial L}\right) \right]^{-1}$ électrons par mètre carré et à $3 \cdot 10^{-3} \left[\cos\left(\frac{\partial \mathcal{N}}{\partial L}\right) \right]^{-1}$ du contenu total moyen ; la valeur moyenne de la pente $\frac{\partial \mathcal{N}}{\partial L}$ est exprimée en 10^{16} électrons par mètre carré et par degré.

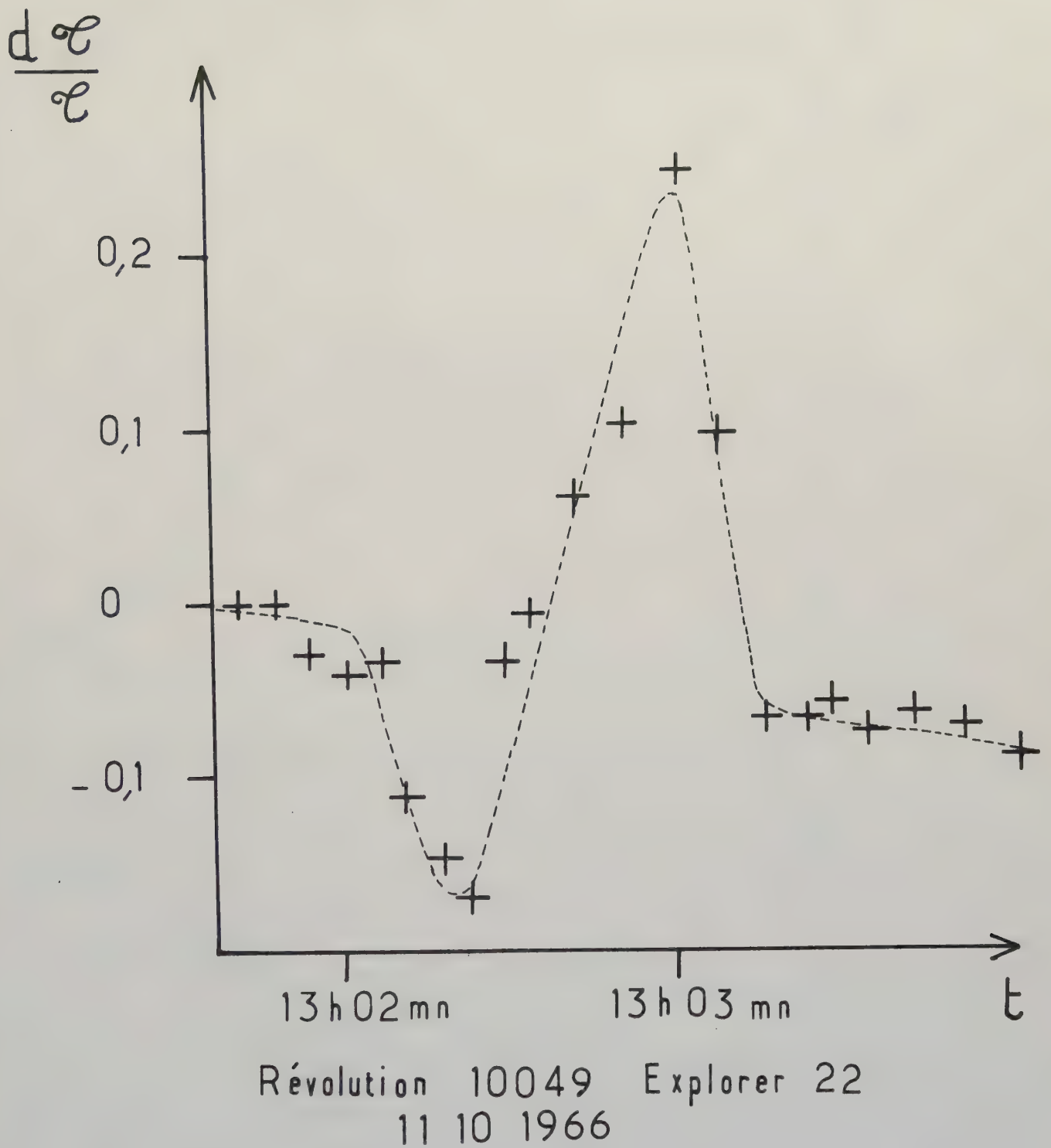
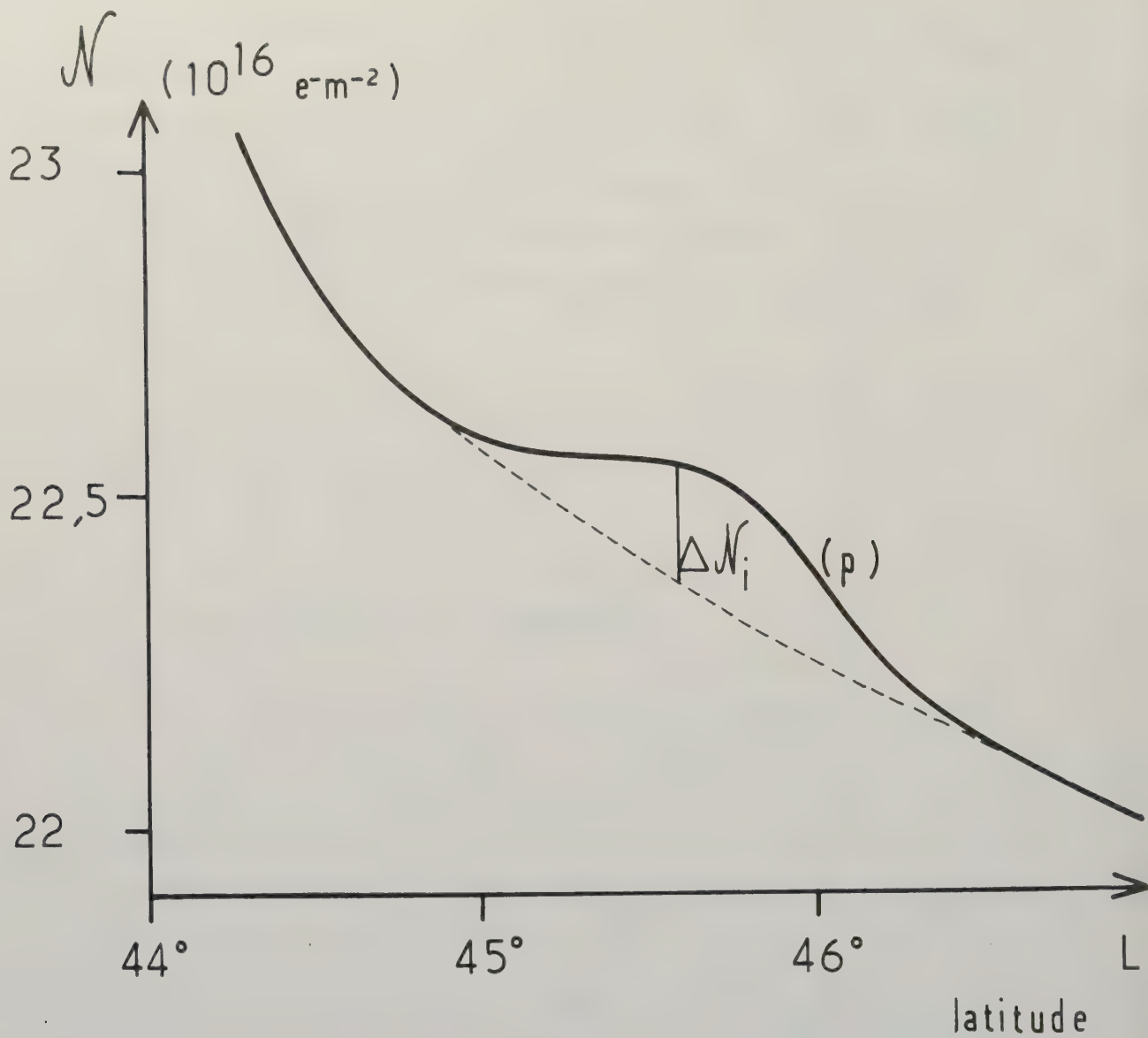


fig 15- variation brusque de la dérivée logarithmique de la période faraday, sur 41 mhz, lors de la traversée d'une perturbation ionosphérique (les croix correspondent aux nœuds faraday)



Révolution 16013 Explorer 22

19 12 1967 15h 44mn

fig 16 - irrégularité ionosphérique observée à partir de l'enregistrement de l'amplitude du champ radioélectrique, sur les fréquences 40 et 41 mhz émises par le satellite "explorer 22"

Afin d'étudier la formation des irrégularités ionosphériques, il est nécessaire de bien définir les limitations de cette méthode.

Les irrégularités que nous observons sont traversées par l'onde radioélectrique, entre le satellite et le sol, à une altitude que nous ne pouvons pas évaluer. Cependant, pour une station d'observation, nous définirons un paramètre l caractérisant l'extension géographique de la perturbation.

Considérons une irrégularité fictive, d'altitude h , qui produirait les mêmes effets, sur l'enregistrement du signal émis par le satellite, que l'irrégularité réelle. Pendant le déplacement du satellite, la trace de la trajectoire de l'onde radioélectrique, qui est enregistrée au sol décrit un arc de longueur l sur cette irrégularité. On définit une altitude de référence h égale à la valeur moyenne h_m de l'altitude h_m du centre du profil de densité électronique N .

Pour chaque mesure, nous avons dû obligatoirement analyser les différentes sources d'erreurs (Annexe 5.). Nous avons évalué la précision de la mesure physique (précision de l'enregistrement, erreurs d'évaluation de la position des zéros Faraday par l'opérateur) et l'incertitude due aux hypothèses simplificatrices de calcul (omission de la réfraction ionosphérique, propagation quasi-longitudinale, erreurs propres aux méthodes de calcul du contenu total d'électrons). L'élévation du satellite doit être supérieure à 25 degrés ; la réfraction troposphérique n'a aucune incidence sur le signal radioélectrique reçu.

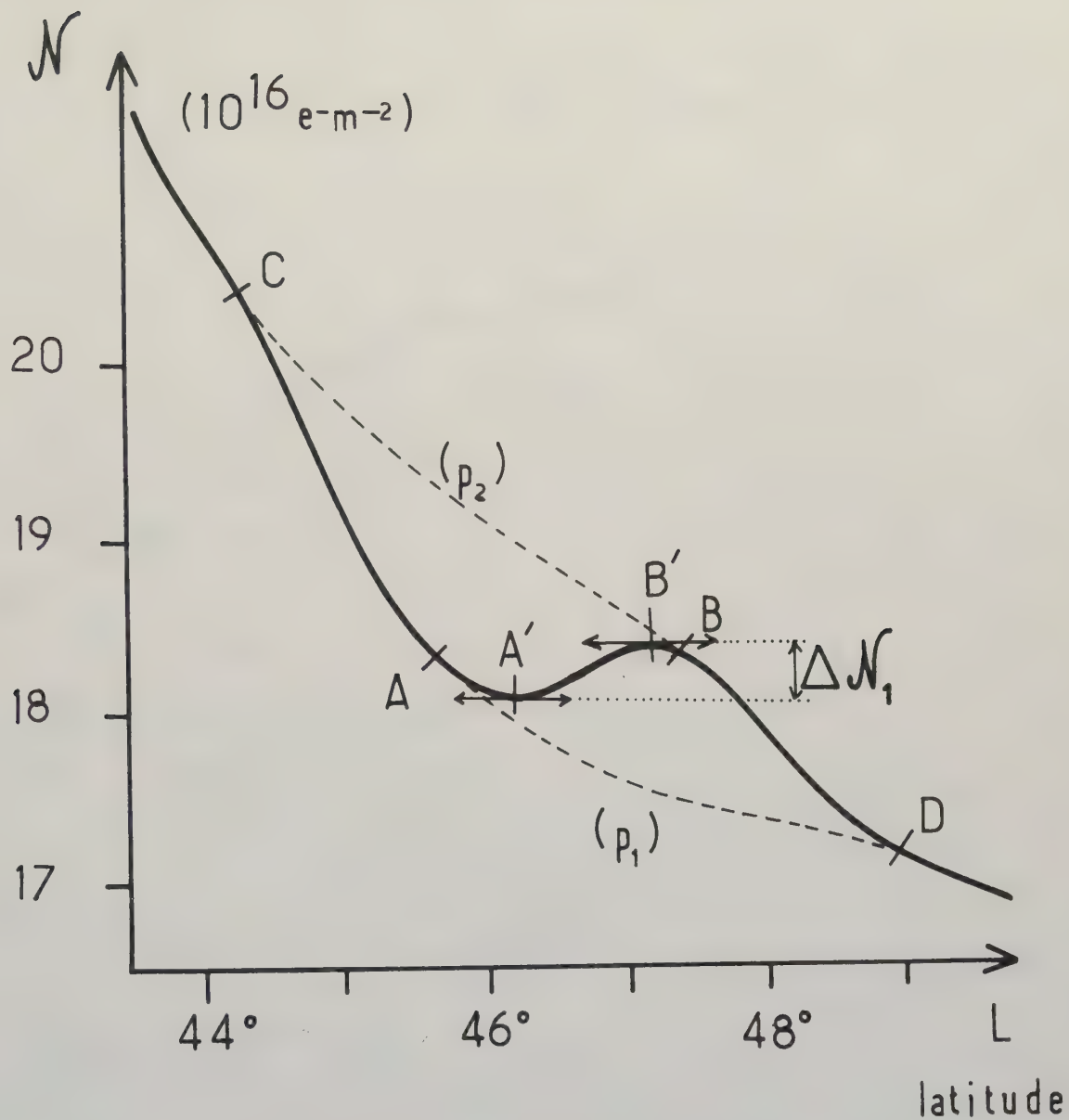
Caractérisons l'intensité des irrégularités ionosphériques.

A partir de l'effet Faraday différentiel, nous calculons la variation du nombre total d'électrons rencontrés par le signal radioélectrique, entre le satellite et le sol, lors d'un passage du satellite

au-dessus de l'horizon de la station. En négligeant l'évolution temporelle de l'ionosphère durant ce passage, nous obtenons l'évolution spatiale du contenu total d'électrons de l'ionosphère. Une hétérogénéité provoquée par un accroissement de la densité électronique et une hétérogénéité provoquée par une diminution de la densité perturberont différemment cette évolution. Il est malheureusement difficile de définir l'évolution (p_1) du contenu total moyen en l'absence d'irrégularité. En supposant que la courbe (p_1) (Figure 17A) traduise l'évolution du contenu total moyen, un accroissement de la densité électronique apparaît entre les points A et D. En admettant que la courbe (p_2) traduise correctement cette évolution, nous obtenons une diminution de la densité électronique entre les points C et B.

La grandeur physique la plus accessible sans ambiguïté, est la différence $\Delta \mathcal{N}_1$ des contenus totaux des deux extrema A' et B'. $\Delta \mathcal{N}_1$ positif caractérise une irrégularité qui inverse le gradient spatial du contenu total d'électrons (Figure 17A). Lorsque le contenu total ne présente pas d'extrema, le programme d'analyse numérique mis au point pour la détection des irrégularités détermine les points A' et B' (Figure 17B) où la tangente à la courbe $\mathcal{N}(L)$ est parallèle au profil moyen (p) . Par convention, $\Delta \mathcal{N}_1$ négatif caractérise une irrégularité qui perturbe faiblement le gradient du contenu total ; à la limite la déformation peut ne pas être visible. Dans ce cas, la quantité $\Delta \mathcal{N}_1$ est fonction de la pente moyenne : la méthode expérimentale utilisée permet d'observer des irrégularités d'intensité $\Delta \mathcal{N}_1$ supérieure ou égale à $- 50.10^{14}$ électrons par mètre carré lorsque cette pente moyenne est égale à l'unité.

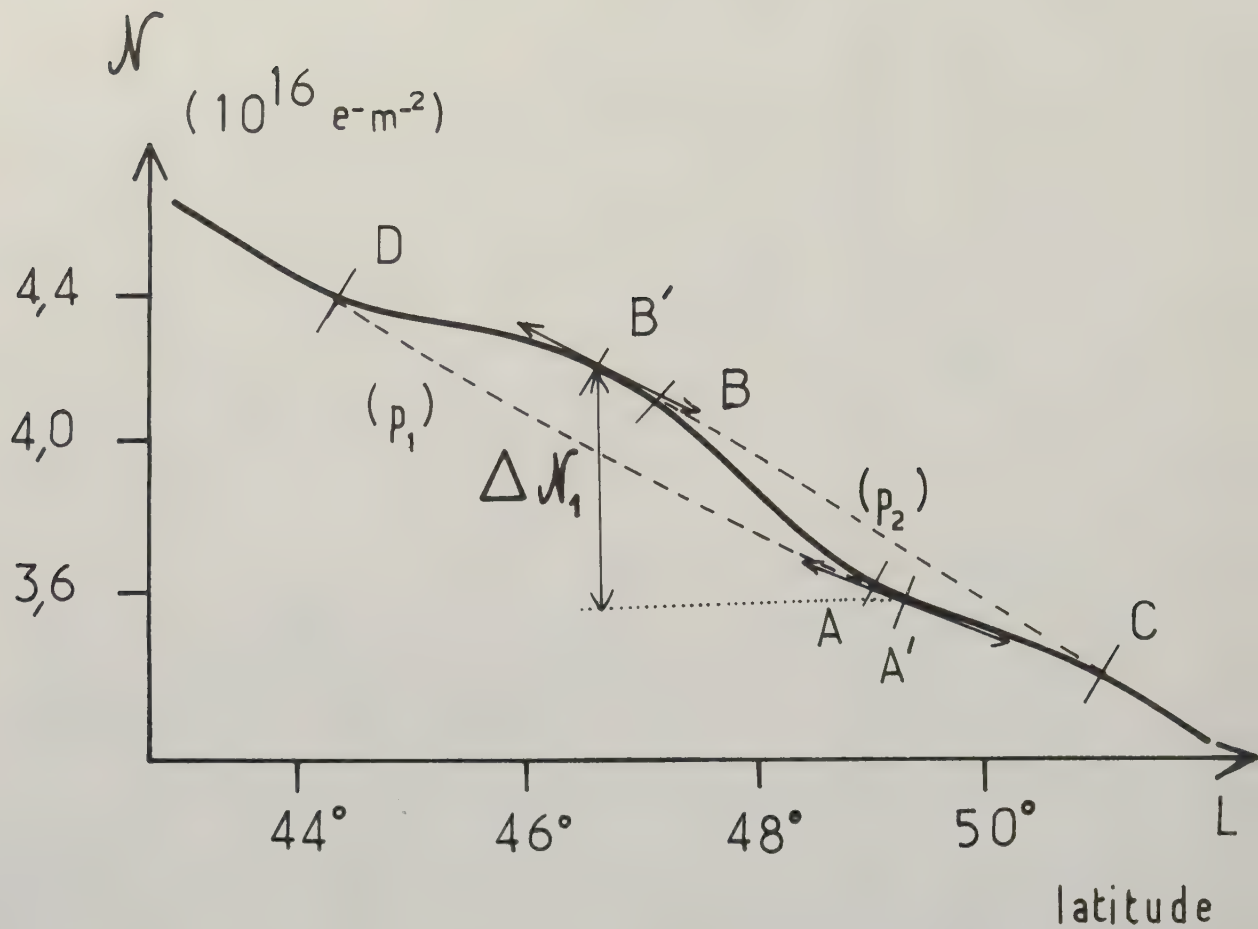
Nous définissons ainsi deux paramètres l et $\Delta \mathcal{N}_1$ caractérisant respectivement l'étendue géographique et l'intensité des perturbations ionosphériques. Nous proposerons une classification de ces irrégularités basée sur ces deux paramètres.



Révolution 15999 Explorer 22

18 12 1967 15h 32 mn

fig 17A - exemple d'irrégularité ionosphérique qui inverse le gradient latitudinal du contenu total d'électrons
 $(\Delta N_1 = 32 \cdot 10^{14} \text{ e-m}^{-2} ; \frac{\Delta N_1}{N} = 1,8 \cdot 10^{-2})$



Révolution 15712 Explorer 22

27 11 1967 05 h 41 mn

fig 17a - exemple d'irrégularité ionosphérique qui perturbe faiblement le gradient latitudinal du contenu total d'électrons
 $(\Delta N_1 = -22 \cdot 10^{14} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}) ; \frac{\Delta N_1}{N} = -5 \cdot 10^{-2}$

IV. - CLASSIFICATION DES IRREGULARITES IONOSPHERIQUES. -

Le paramètre l , caractérisant l'étendue géographique des irrégularités, a été défini en adoptant l'altitude de référence

$$\overline{h_m} = 350 \text{ km}$$

Nous distinguerons cinq classes (T_i) de taille :

(T_1)	50 km	<	l	$\leq$	150 km
(T_2)	150 km	<	l	$\leq$	250 km
(T_3)	250 km	<	l	$\leq$	350 km
(T_4)	350 km	<	l	$\leq$	450 km
(T_5)	450 km	<	l	$\leq$	550 km

Une limite supérieure a été fixée en remarquant qu'au dessus de 500 km de distance horizontale, il devient difficile de distinguer les irrégularités des variations d'ensemble de l'ionosphère.

Pour toutes les observations, nous distinguerons cinq classes (I_i) d'intensité :

(I_1)		ΔN_1	$\leq$	0
(I_2)	0	<	ΔN_1	$\leq$ $15 \cdot 10^{14} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$
(I_3)	$15 \cdot 10^{14} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$	<	ΔN_1	$\leq$ $30 \cdot 10^{14} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$
(I_4)	$30 \cdot 10^{14} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$	<	ΔN_1	$\leq$ $45 \cdot 10^{14} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$
(I_5)	$45 \cdot 10^{14} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}$	<	ΔN_1	

Nous pouvons caractériser également l'intensité des hétérogénéités ionosphériques par la variation relative $\frac{\Delta N_1}{N}$ du

contenu total d'électrons :

(R_1)			$\Delta N_1 / N$	$\leq$	0
(R_2)	0	<	$\Delta N_1 / N$	$\leq$	1.10^{-2}
(R_3)	1.10^{-2}	<	$\Delta N_1 / N$	$\leq$	2.10^{-2}
(R_4)	2.10^{-2}	<	$\Delta N_1 / N$	$\leq$	3.10^{-2}
(R_5)	3.10^{-2}	<	$\Delta N_1 / N$		

CHAPITRE III - C : RESULTATS EXPERIMENTAUX. -

I. - INTENSITE ET ETENDUE GEOGRAPHIQUE DES IRREGULARITES. -

Nous distinguerons les irrégularités observées au Nord et les irrégularités observées au Sud de la station de réception. A ces deux groupes d'irrégularités, nous faisons correspondre deux distributions entre les diverses classes d'intensité et d'étendue géographique.

Le tableau 10 montre que les deux répartitions entre les diverses classes d'intensité sont pratiquement identiques. Par contre, nous obtenons deux distributions distinctes entre les classes (T_i) d'étendue géographique (Tableau 11). Les petites irrégularités s'observent le plus souvent au Nord de la station alors que les irrégularités très étendues s'observent surtout au Sud.

II. - ALTITUDE DES IRREGULARITES. -

Il est bien connu qu'au moyen d'enregistrements effectués en deux stations, l'altitude d'une perturbation peut être calculée. A partir des enregistrements de l'effet Faraday, obtenus aux stations du

CLASSES	i	IRREGULARITES OBSERVEES AU NORD DE LA STATION.		IRREGULARITES OBSERVEES AU SUD DE LA STATION.	
		(_i)	(_{R_i})	(_i)	(_{R_i})
Irrégularités de faible amplitude	1	12 %	12 %	14 %	14 %
Irrégularités d'amplitude moyenne	2	68 %	71 %	67 %	65 %
	3				
Irrégularités de forte amplitude	4	20 %	17 %	19 %	21 %
	5				

TABLEAU 10.

Amplitude des irrégularités ionosphériques.

CLASSES	i	IRREGULARITES OBSERVEES	IRREGULARITES OBSERVEES
		AU NORD DE LA STATION	AU SUD DE LA STATION
Irrégularités de petite taille	1	37 %	25 %
Irrégularités de taille moyenne	2	49 %	52 %
	3		
Irrégularités étendues	4	14 %	23 %
	5		

TABLEAU 11.

Etendue géographique des irrégularités ionosphériques.

Val-Joyeux ($48^{\circ} 49' N$, $2^{\circ} 0' E$) et de Tortosa ($40^{\circ} 50' N$, $0^{\circ} 29' E$), du 1er Mai 1965 au 31 Décembre 1966, nous avons recherché une définition plus élaborée des irrégularités observées simultanément des deux stations.

Malheureusement, la distance entre les deux stations est grande et ce calcul n'est pas toujours possible. Pour être assurés d'observer la même perturbation ionosphérique et deux stations, nous nous sommes limités aux enregistrements effectués lors de passages du satellite près du zénith des deux stations. D'autre part, le développement latitudinal de la zone d'observation commune aux deux stations est en général inférieur à 5 degrés.

Les irrégularités observées simultanément des deux stations sont très rares. Une de ces coïncidences est apparue le 2 Novembre 1966 à 10 h.50.

Le calcul a montré que l'altitude de la perturbation ionosphérique est comprise entre 250 et 440 km ; elle se développe latitudinalement sur 190 km dans le plan méridien 1° Est ; son épaisseur maximum est inférieure à 220 km. L'épaisseur réduite de cette irrégularité est nécessairement inférieure à 100 km ; une épaisseur réduite plus grande imposerait aux gradients verticaux de la densité électronique des valeurs physiquement inacceptables. Au voisinage de cette irrégularité, l'épaisseur réduite et l'altitude du maximum d'ionisation de l'ionosphère sont respectivement égales à 245 et 250 km.

Ces résultats montrent que cette irrégularité n'affecte que la région de l'ionosphère située juste au-dessus du maximum d'ionisation ; les couches inférieures et la région située au-dessus de 500 km d'altitude ne sont pas perturbées.

III. - DISTRIBUTION GEOGRAPHIQUE DES IRREGULARITES. -

La figure 18 illustre la répartition géographique des irrégularités ionosphériques. Rappelons que nous pondérons toujours le nombre d'irrégularités observées dans certaines conditions (latitude, heure, saison, ...) par le nombre de mesures expérimentales correspondantes.

19 % des irrégularités seulement sont localisées au Nord de la station ; 47 % des irrégularités s'observent dans le cadran délimité par les directions du Sud et de l'Est géographique.

IV. - VARIATIONS DIURNES. -

Une augmentation du nombre d'irrégularités quelques heures après le lever du Soleil nous a fait rechercher la corrélation entre la probabilité p_i d'observer une irrégularité et un temps $t_{|s}$ compté à partir de l'heure du lever du Soleil.

A. - INFLUENCE DU NOMBRE $t_{|s}$ D'HEURES ECOULEES DEPUIS LE LEVER DU SOLEIL.

La figure 19 montre une forte augmentation de la probabilité p_i après le lever du Soleil suivie d'une diminution régulière pendant 10 heures ; la probabilité p_i atteint ensuite une valeur pratiquement constante. 21 % des irrégularités apparaissent deux à quatre heures après le lever du Soleil ; 32 % apparaissent pendant les six heures suivantes.

De plus, les distributions des irrégularités dans les classes d'intensité et d'étendue géographique présentent des similitudes pour certains groupes d'heures $t_{|s}$: nous avons donc été conduits à fractionner la journée en trois.

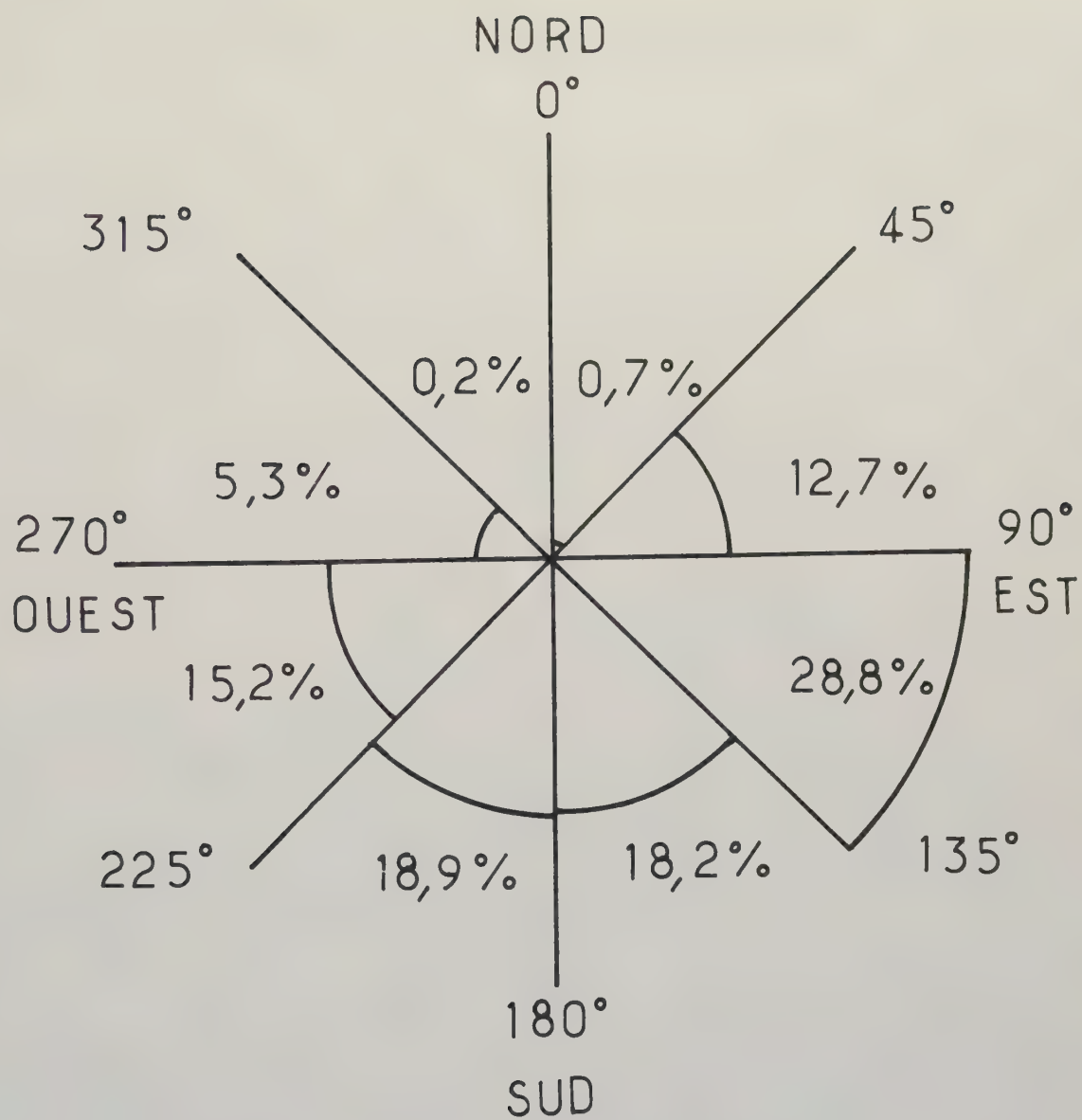


fig 18 - distribution des irrégularités ionosphériques observées en fonction de l'azimut du satellite

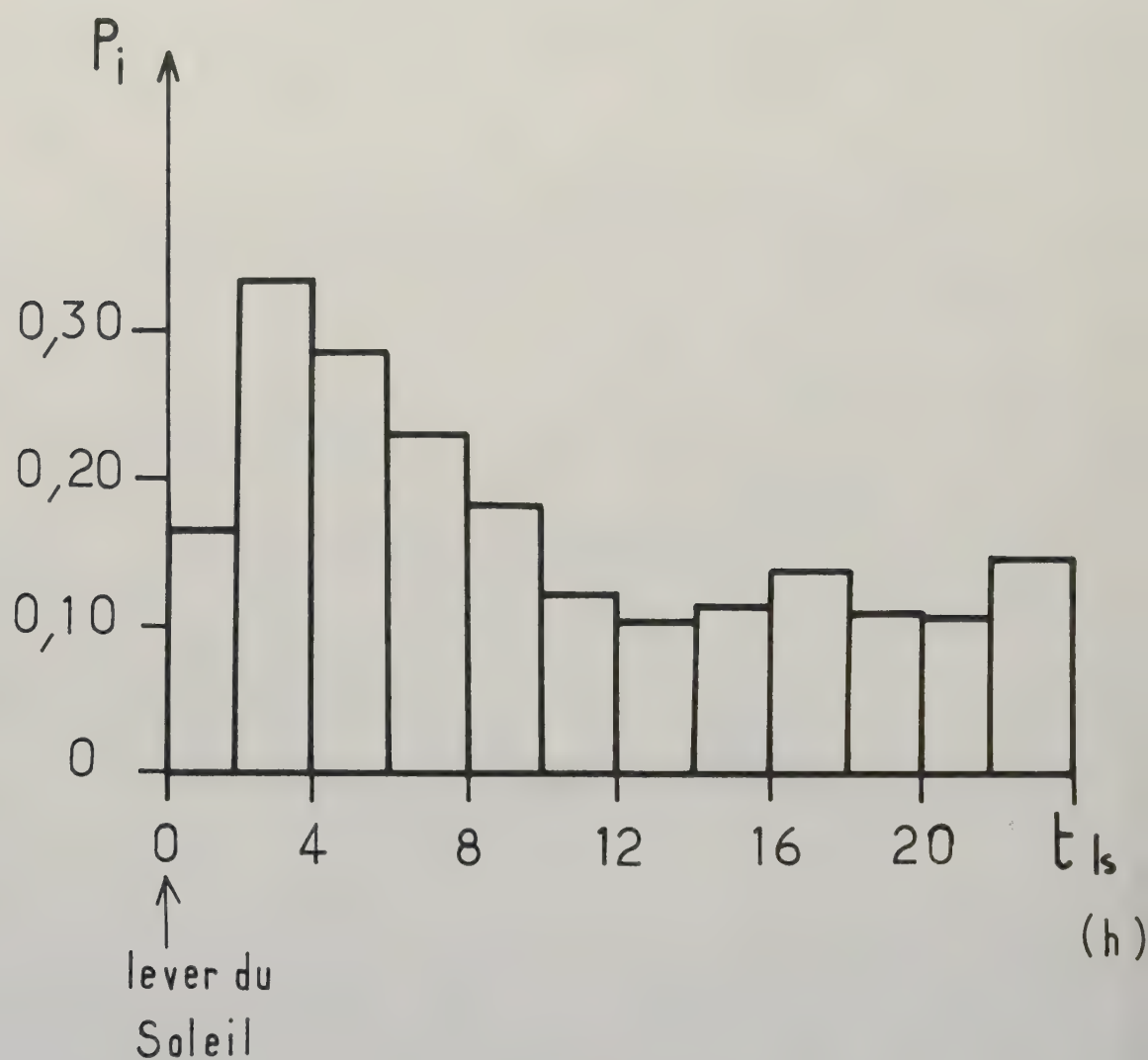


fig19 - histogramme illustrant la variation de la probabilité p_i d'observer une irrégularité en fonction du nombre t_i d'heures écoulées depuis le lever du soleil.

B. - VARIATIONS DIURNES DES PARAMETRES DES IRREGULARITES.

1 - 2 à 6 heures après le lever du Soleil.

Nous constatons une légère diminution du nombre d'irrégularités de faible intensité (tableau 12.). Cependant, les répartitions (T_i') , (I_i') et (R_i') , des irrégularités observées 2 à 6 heures après le lever du Soleil, sont peu différentes des répartitions (T_i) , (I_i) et (R_i) obtenues en considérant l'ensemble des irrégularités observées.

2 - 6 à 10 heures après le lever du Soleil.

Les irrégularités de petite étendue et de faible amplitude sont plus nombreuses (tableau 13.).

3 - 10 à 24 heures et 0 à 2 heures après le lever du Soleil.

Nous observons une nette prédominance d'irrégularités moyennes de classe 2 (tableau 14.). Cette augmentation de la population relative des classes 2 est accompagnée d'une diminution du nombre relatif de perturbations plus étendues et d'intensité plus grande.

On peut donc conclure que la fréquence d'apparition et les paramètres des irrégularités ionosphériques observées ne présentent pas des variations aléatoires mais sont liés au nombre d'heures écoulées depuis le dernier lever du Soleil.

CLASSES	ENSEMBLE DES IRREGULARITES OBSERVEES			IRREGULARITES OBSERVEES DE 2 A 6 h. APRES LE LEVER DU SOLEIL		
	(T_i)	(I_{R_i})	(I_i)	(T_i')	(I_i')	(I_{R_i}')
1	27 %	14 %	14 %	29 %	9 %	9 %
2 - 3	53 %	67 %	65 %	50 %	69 %	67 %
4 - 5	20 %	19 %	21 %	21 %	22 %	24 %

TABLEAU 12.

Variations diurnes des paramètres des irrégularités ionosphériques.

CLASSES		ENSEMBLE DES IRREGULARITES OBSERVEES	IRREGULARITES OBSERVEES 6 A 10 h APRES LE LEVER DU SOLEIL	AUX "EQUINOXES"
Irrégularités de petite taille	(T_1)	27 %	35 %	40 %
Irrégularités de faible amplitude	(I_1)	14 %	23 %	22 %
	(R_1)	14 %	23 %	22 %

TABLEAU 13.

Variations du pourcentage d'irrégularités de petite
taille et de faible amplitude.

CLASSES	ENSEMBLE DES IRREGULARITES OBSERVEES			IRREGULARITES OBSERVEES					
				10 A 24 h et 0 A 2 h APRES LE LEVER DU SOLEIL			"L'ETE"		
i	(T_i)	(I_i)	(I_{Ri})	(T_i^3)	(I_i^3)	(I_{Ri}^3)	(T_i^3)	(I_i^3)	(I_{Ri}^3)
1	27 %	14 %	14 %	24 %	13 %	15 %	24 %	13 %	14 %
2	36 %	46 %	46 %	46 %	63 %	64 %	43 %	62 %	61 %
3-4-5	37 %	40 %	40 %	30 %	24 %	21 %	33 %	25 %	25 %

TABLEAU 14.

Variations diurnes et saisonnières des paramètres des irrégularités ionosphériques.

V. - VARIATIONS SAISONNIERES. -

A. - FREQUENCE D'OBSERVATION DES IRREGULARITES.

La figure 20 montre l'évolution, mois par mois, du rapport R du nombre d'irrégularités observées au nombre de points de mesures retenus. La fréquence d'apparition est maximum l'hiver. 68 % des irrégularités ont été observées d'Octobre à Mars contre seulement 32 % d'Avril à Septembre.

B. - VARIATIONS SAISONNIERES DES PARAMETRES D'IRREGULARITES.

La distribution des irrégularités dans les classes d'intensité et d'étendue géographique a été déterminée pour chaque mois des cinq années d'observation. La comparaison de ces distributions laisse apparaître des similitudes entre certains mois.

1. - Décembre, Janvier et Février ("l'hiver").

Nous observons peu d'irrégularités de petite étendue et de faible amplitude (tableau 15.). La répartition des irrégularités dans les classes 2 à 5 est relativement uniforme.

2. - Mars et Avril et Septembre, Octobre et Novembre ("les équinoxes").

Les irrégularités de petite étendue et de faible amplitude sont nombreuses (tableau 13.).

3. - Mai, Juin, Juillet et Août ("l'été").

Nous observons principalement des irrégularités moyennes de classe 2 (tableau 14.). Nous constatons une deuxième fois que l'augmentation de la population relative des classes 2 est accompagnée d'une

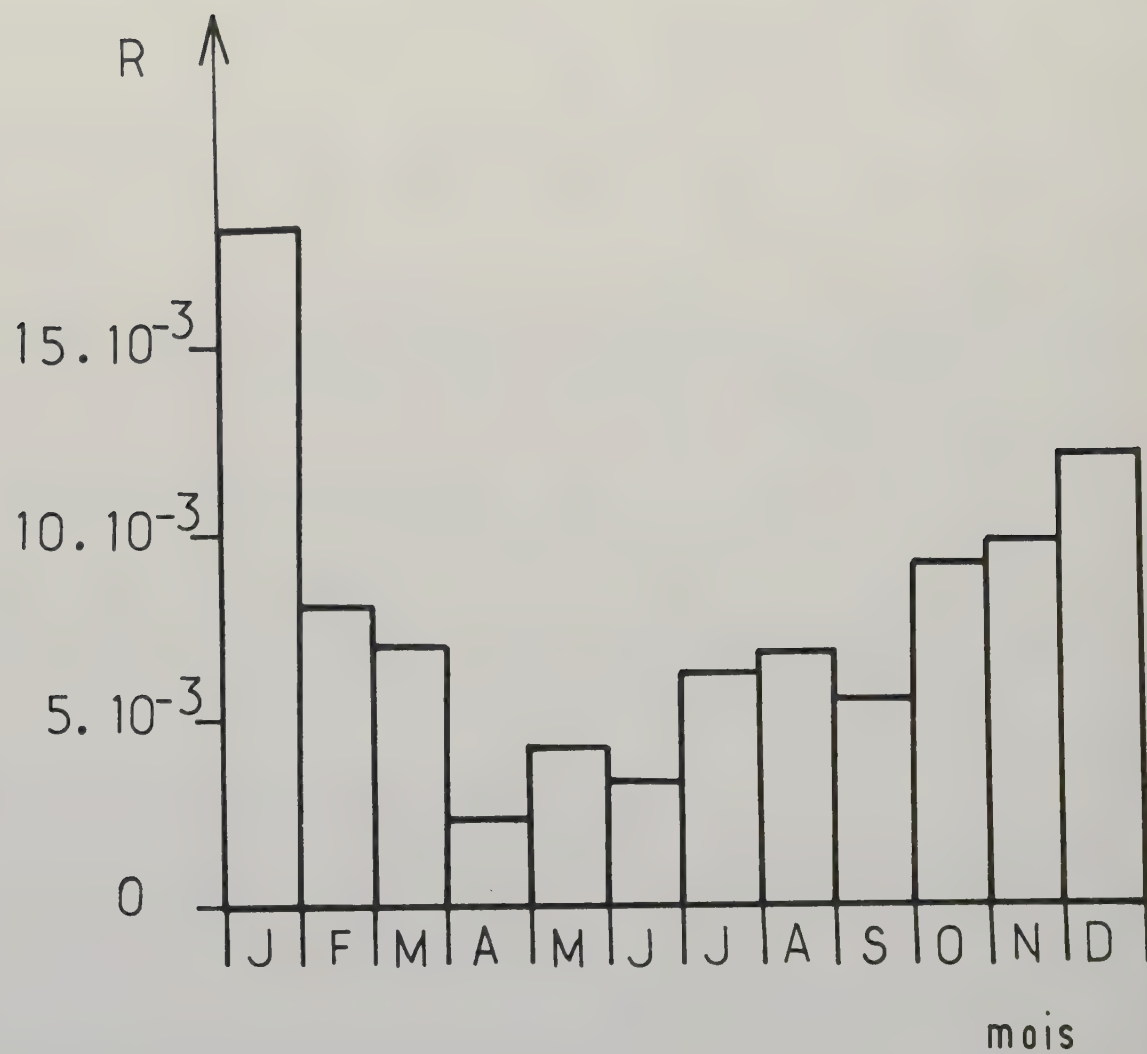


fig 20- histogramme illustrant la variation saisonnière du rapport R du nombre d'irrégularités observées au nombre de points de mesures retenus.

CLASSES		ENSEMBLE DES IRREGULARITES OBSERVEES	IRREGULARITES OBSERVEES		
			"l'hiver"	aux "équinoxes"	"l'été"
Irrégularités de petite taille	(T_1)	27 %	15 %	40 %	24 %
Irrégularités de faible amplitude	(I_1)	14 %	7 %	22 %	13 %
	(I_{R_1})	14 %	7 %	22 %	13 %

TABLEAU 15.

Variations saisonnières du pourcentage d'irrégularités de
petite taille et de faible amplitude.

diminution du nombre relatif de perturbations plus étendues et d'intensité plus grande.

C. - COMPARAISON DES VARIATIONS DIURNES ET SAISONNIERES.

Les études des évolutions diurnes et saisonnières des irrégularités ionosphériques nous ont conduits à fractionner la journée et l'année en trois. Nous pouvons rapprocher ces deux divisions :

1° - "L'hiver" et "le matin".

Le nombre de petites irrégularités est relativement faible.

2° - "Les équinoxes" et "l'après-midi".

Les petites irrégularités sont nombreuses.

3° - "L'été" et la "nuit".

Les irrégularités observées ont surtout une étendue géographique et une amplitude moyennes.

VI. - INFLUENCE DU CYCLE SOLAIRE. -

Après avoir pondéré la fréquence d'apparition des irrégularités par le nombre de points expérimentaux obtenus chaque année, nous avons normalisé à 1 le nombre d'irrégularités observées et la valeur moyenne du flux solaire, mesuré à Ottawa pour la longueur d'onde 10,7 cm, en 1965. Le tableau 16 montre que l'activité solaire et la formation d'irrégularités ne sont pas corrélées.

ANNEE	NOMBRE D'IRREGULARITES	FLUX SOLAIRE
1965	1	1
1966	1,21	1,35
1967	1,06	1,89
1968	1,00	1,97

TABLEAU 16.

Relation entre le nombre d'irrégularités observées et le flux solaire.

La répartition des irrégularités dans les classes d'intensité ne présente pas de variation notable de 1965 à 1968 (Tableau 17.). Nous remarquons cependant que les irrégularités de faible amplitude sont relativement rares en 1965. Par contre, les répartitions dans les classes (T_i) d'étendue géographique se différencient d'une année à l'autre (Tableau 18.). De 1965 à 1968, lorsque l'activité solaire s'intensifie, la probabilité d'observer des petites irrégularités augmente rapidement alors que le nombre d'irrégularités très étendues diminue. Le pourcentage d'irrégularités d'étendue moyenne est relativement constant.

VII. - INFLUENCE DE L'ACTIVITE GEOMAGNETIQUE. -

Le phénomène de contrôle géomagnétique de la structure irrégulière de l'ionosphère a été souvent étudié. Des corrélations entre l'activité géomagnétique et l'indice de scintillations ou la production de perturbations ionosphériques itinérantes ont été établies. La plupart des auteurs ne définissent que des groupes d'hétérogénéités et l'étude de l'influence géomagnétique sur la formation d'irrégularités isolées n'a été que rarement abordée.

Nous caractériserons d'abord l'activité géomagnétique par le coefficient trihoraire "local" K_H , fourni par l'observatoire de Chambon-la-Forêt, puis par les coefficients "planétaires" trihoraire K_P et journalier $\sum K_P$. Les irrégularités observées pendant des orages magnétiques seront étudiées à part.

A. - RELATIONS ENTRE LES IRREGULARITES IONOSPHERIQUES ET LES COEFFICIENTS K_H .

La distribution, en fonction de la valeur du coefficient K_H , des irrégularités ionosphériques et des points de mesure, obtenus

CLASSES	i	(I _i)				(I _{Ri})			
		1965	1966	1967	1968	1965	1966	1967	1968
Irrégularités de faible amplitude	1	7 %	17 %	13 %	12 %	7 %	16 %	14 %	12 %
Irrégularités d'amplitude moyenne	2	79 %	67 %	63 %	67 %	65 %	60 %	63 %	69 %
	3								
Irrégularités de forte amplitude	4	14 %	16 %	24 %	21 %	28 %	24 %	23 %	19 %
	5								

TABLEAU 17.

Amplitude des irrégularités observées de 1965 à 1968.

CLASSES	i	1965	1966	1967	1968
Petites irrégularités	1	14 %	26 %	30 %	28 %
Irrégularités moyennes	2 3	52 %	47 %	55 %	55 %
Irrégularités étendues	4 5	34 %	27 %	15 %	17 %

TABLEAU 18.

Etendue géographique des irrégularités observées de 1965 à 1968.

d'Octobre 1964 à Mars 1968, fait l'objet du tableau 19.

Si p désigne la probabilité de rencontrer une irrégularité lorsque le coefficient K_H est inférieur ou égal à un, la probabilité d'observer une irrégularité lorsque ce coefficient est supérieur à un n'est égale qu'à $0,57.p$.

Nous n'observons pas une diminution uniforme du nombre d'irrégularités dans les différentes classes d'intensité et d'étendue géographique. En particulier, la fréquence d'apparition des petites irrégularités ne subit aucun contrôle géomagnétique. La proportion de ces irrégularités croît avec l'activité magnétique :

	(T_1)	(I_1)	(I_{R_1})
$K_H \leq 1$	21 %	9 %	7 %
$K_H > 1$	30 %	18 %	18 %

B. - RELATIONS ENTRE LES IRREGULARITES IONOSPHERIQUES ET LES COEFFICIENTS K_P ET $\sum K_P$.

Nous remarquons également que les irrégularités ionosphériques sont plus nombreuses les jours magnétiquement calmes. En effet, si p_z désigne la probabilité de rencontrer une irrégularité les jours auxquels correspondent des coefficients $\sum K_P$ inférieurs ou égaux à 13, la probabilité d'observer une irrégularité un jour où ce coefficient est supérieur à 13 n'est égale qu'à $0,69.p_z$.

Nous distinguerons également deux groupes de coefficients "planétaires" trihoraires :

$$K_P \leq 1 + \quad ; \quad K_P > 1 +$$

En adoptant des notations analogues, nous obtenons deux probabilités p_0 et $0,82.p_0$. A partir des coefficients K_H et $\sum K_P$,

K_H	0	1	2	3	4
Nombre d'irrégularités observées	72	150	59	36	9
Nombre de points de mesure	15231	27028	18526	10516	5008

TABLEAU 19.

Répartition des irrégularités et des points de mesure
suivant la valeur du coefficient trihoraire K_H mesuré à Chambon-La-Forêt.

nous avons trouvé une diminution plus accentuée du nombre d'irrégularités les jours magnétiquement perturbés. Il semblerait que la production d'irrégularités subisse l'influence des situations magnétiques antérieures. Il a déjà été observé que les paramètres de l'ionosphère totale réagissaient avec un retard de quelques heures à des variations de l'activité magnétique.

En considérant le coefficient K_p correspondant à la tranche horaire précédant l'apparition d'une irrégularité, nous effectuons un décalage de l'échelle des temps de trois heures. Nous obtenons alors deux probabilités p_3 et $0,68 \cdot p_3$; la fréquence d'observation des irrégularités est également peu élevée quelques heures après une activité magnétique relativement intense.

Par contre, en relevant les coefficients K_p qui correspondent à un décalage de l'échelle des temps de six heures, les deux probabilités p_6 et $1,05 \cdot p_6$ sont voisines : la fréquence d'observation des irrégularités n'est pas fonction de cette situation magnétique.

Nous constatons ainsi que les irrégularités ionosphériques sont plus nombreuses pendant les périodes magnétiquement calmes. Il apparaît que la structure irrégulière de l'ionosphère subit l'influence de variations de l'activité magnétique pendant quelques heures. Par exemple, quatre heures après une période magnétiquement calme, la probabilité de rencontrer une irrégularité reste élevée.

Alors qu'une augmentation du coefficient K_H s'accompagnait d'une diminution du nombre d'irrégularités ayant une étendue géographique moyenne ou grande, le nombre de petites irrégularités restant constant, nous n'avons trouvé aucune corrélation entre les valeurs des indices K_p et $\sum K_p$ et les paramètres des irrégularités. Ces indices, à l'échelle "planétaire", ne montrent qu'une légère diminution du nombre d'irrégularités les jours magnétiquement perturbés. Les irrégularités ionosphériques et les

indices K_H , paramètre ayant une définition plus "locale", sont plus nettement corrélés.

C. - IRREGULARITES IONOSPHERIQUES OBSERVEES PENDANT DES ORAGES MAGNETIQUES.

La fréquence d'apparition des irrégularités ionosphériques diminue légèrement pendant les orages ; les paramètres de ces irrégularités sont statistiquement semblables aux paramètres de la totalité des irrégularités observées. Alors que les perturbations ionosphériques itinérantes ont tendance à se présenter vers le milieu des orages [DAVIS et al., 1969], l'observation des irrégularités isolées n'est pas nettement influencée par les orages magnétiques.

En particulier, après le lever du Soleil, la fréquence maximum d'apparition des irrégularités n'est pas perturbée par ces orages.

Cependant, deux phases des orages ont été accompagnées par un accroissement du nombre d'irrégularités observées.

La fréquence d'apparition des irrégularités est 1,9 fois plus élevée pendant les cinq premières heures des orages. La répartition des irrégularités correspondantes dans les différentes classes d'étendue géographique est analogue à celle trouvée pour des valeurs élevées des indices K_H : l'accroissement du pourcentage des petites irrégularités est très marqué, en particulier, les classes (T_4) et (T_5) sont vides.

Un nombre relativement élevé d'irrégularités a été également enregistré l'après-midi du premier jour des orages. Entre 12 et 20 heures locales, 12,5 % des irrégularités ont été observées pendant les 24 premières heures d'un orage. Seulement 7,5 % des irrégularités observées avant 12 heures et après 20 heures correspondent à cette phase

initiale des orages. Nous rapprocherons cette évolution des irrégularités à celle de l'ionosphère totale. MENDILLO et al. (1970) ont souvent trouvé un accroissement très prononcé du contenu total d'électrons l'après-midi du premier jour d'un orage.

Nous avons analysé les évolutions diurnes et saisonnières des paramètres et de la fréquence d'apparition des irrégularités ionosphériques isolées. L'influence du cycle solaire et de l'activité géomagnétique a été mise en évidence. Nous nous proposons maintenant d'étudier la corrélation entre la fréquence d'apparition des irrégularités et certains paramètres de l'ionosphère : contenu total d'électrons $\mathcal{N}$, maximum d'ionisation N_0 et altitude h_m de ce maximum.

VIII. - OBSERVATIONS D'IRREGULARITES ET PARAMETRES DE L'IONOSPHERE. -

Les variations diurnes et saisonnières des trois paramètres $\mathcal{N}$, N_0 et h_m (contenu total d'électrons, maximum d'ionisation et altitude de ce maximum) et de la fréquence d'apparition des irrégularités n'ont aucun point commun. Par exemple, cette fréquence d'apparition est maximum après le lever du Soleil alors que la valeur du maximum journalier de la fréquence critique de la couche F_2 n'est atteinte que plusieurs heures après.

Nous avons subdivisé les données recueillies en trois saisons α_j , définies Chapitre III - C - V, et douze intervalles de temps β_j de deux heures (Chapitre III - C - IV). Nous avons scindé tous les ensembles :

$$\left\{ g_{\alpha_i} \beta_j \right\}_{\substack{i=1,3 \\ j=1,12}} \equiv \left\{ g_{\alpha_i}^0 \beta_j \right\}_{\substack{i=1,3 \\ j=1,12}} + \left\{ g_{\alpha_i}' \beta_j \right\}_{\substack{i=1,3 \\ j=1,12}}$$

$g_{\alpha_i \beta_j}^0$ désigne un enregistrement qui n'est pas perturbé par une irrégularité ionosphérique ; $g_{\alpha_i \beta_j}^1$ désigne un enregistrement du signal ayant traversé une hétérogénéité ionosphérique. Nous avons comparé systématiquement les valeurs des paramètres M , N_0 et h_m et de l'épaisseur réduite $E_N = \frac{M}{N_0}$ déduites des enregistrements $g_{\alpha_i \beta_j}^0$ aux valeurs de ces paramètres déduites des enregistrements $g_{\alpha_i \beta_j}^1$.

La comparaison des valeurs des paramètres M , N_0 et h_m ne nous a pas permis d'apporter de conclusions significatives. Nous avons uniquement remarqué que l'épaisseur réduite calculée à partir des enregistrements $g_{\alpha_i \beta_j}^1$ est généralement inférieure à celle déduite des enregistrements $g_{\alpha_i \beta_j}^0$. Les différences $(E_N)_{g_{\alpha_i \beta_j}^0} - (E_N)_{g_{\alpha_i \beta_j}^1}$ sont particulièrement élevées l'hiver après le lever du Soleil. Par exemple, les enregistrements effectués l'hiver de 0 à 2 heures après le lever du Soleil ont conduit aux valeurs moyennes suivantes :

$\{ g_{1,1}^1 \}$	$\overline{E_N}$	$\{ g_{1,1}^0 \}$
(avec irrégularité)		(sans irrégularité)
144 km		168 km

Nous avons montré que le nombre d'irrégularités observées n'est pas corrélé au contenu total d'électrons ni à la densité maximum de l'ionosphère mais la fréquence d'apparition des irrégularités est plus élevée lorsque le rapport de ces deux quantités, l'épaisseur réduite, est faible et croissant (l'hiver après le lever du Soleil). L'été, l'amplitude des variations de l'épaisseur réduite est moindre ; les irrégularités sont moins fréquentes.

CHAPITRE III - D : CONCLUSION. -

A partir de l'enregistrement de l'effet Faraday différentiel des satellites artificiels balises, nous avons mis en évidence des irrégularités de la densité électronique de l'ionosphère. Les variations du nombre total d'électrons rencontrées par le signal radioélectrique entre le satellite et le sol ont été calculées. Afin de caractériser l'intensité des irrégularités, nous avons défini une grandeur ΔN_1 , amplitude de la perturbation que présente le gradient spatial du contenu total d'électrons.

La réduction des enregistrements obtenus a permis d'étudier l'évolution de la fréquence et des paramètres des irrégularités de la densité électronique de l'ionosphère. Divers points doivent être commentés.

CHAPITRE IV : INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET CONCLUSION. -

CHAPITRE IV - A : INTRODUCTION. -

Dans les chapitres précédents, nous avons analysé les évolutions spatiales et temporelles des irrégularités. Nous nous proposons maintenant de confronter les principaux résultats obtenus à différents mécanismes géophysiques qui seraient susceptibles de produire ces irrégularités isolées.

Plusieurs théories de formation d'hétérogénéités de la densité électronique de l'ionosphère ont été proposées. Nous donnerons un bref rappel des principales hypothèses.

CHAPITRE IV - B : MECANISMES DE FORMATION D'HETEROGENEITES DE DENSITE ELECTRONIQUE. -

Lors de l'expansion de la couche F, DUNGEY, (1956) a remarqué que l'instabilité de l'équilibre diffusif de l'ionosphère peut engendrer des hétérogénéités d'ionisation. Une théorie de formation d'hétérogénéités fondée sur des mouvements verticaux a été proposée

par MARTYN, (1959a, 1959b). Cette théorie rend compte de l'amplification, dans les régions équatoriales principalement, de faibles irrégularités mais l'origine de ces irrégularités n'est pas définie.

Plusieurs mécanismes de couplage entre les régions E et F ont été étudiés. DAGG, (1957), a suggéré que les irrégularités sont introduites dans la région F par suite de couplage électromécanique avec la basse ionosphère. Ce problème a été repris par FARLEY, (1959, 1960) ; DOUGHERTY, (1959) ; SPREITER et al., (1961a, 1961b) et PIDDINGTON, (1964). AXFORD et al., (1961), ont proposé un couplage analogue avec la magnétosphère. D'après DESSLER, (1958), des ondes hydromagnétiques, prenant naissance dans la magnétosphère par suite de l'interaction du vent solaire et du champ géomagnétique, sont responsables des irrégularités de la région F.

SINGLETON, (1962, 1963), a élaboré une théorie qui réunit les hypothèses de DESSLER (interaction d'ondes hydromagnétiques avec l'ionosphère) et de MARTYN (amplification d'irrégularités).

BOWHILL, (1966), a constaté qu'un flux de protons, en élevant les températures électroniques et ioniques de l'ionosphère, peut produire des irrégularités de densité électronique allongées suivant les lignes de force du champ géomagnétique. Cependant l'amplitude de ces fluctuations de densité reste faible.

Selon certains auteurs [AARONS et al., 1963 ; BEYNON et al., 1964 ; SWENSON, 1964] l'impact de particules chargées induit des irrégularités. Un apport d'ionisation apparaît dans les hautes couches de l'ionosphère ; l'accroissement rapide du coefficient de pertes d'ionisation par recombinaison qui en résulte est propice à la formation d'irrégularités. Ce mécanisme est particulièrement accentué dans les régions polaires. Lors des orages magnétiques, la structure irrégulière de l'ionosphère se déplace vers les latitudes moins élevées. HERMAN, (1964, 1966) suppose que des protons, ayant une énergie de l'ordre de 10 keV, ionisent les constituants de la haute

atmosphère par collisions. Une estimation des paramètres des hétérogénéités de densité électronique correspondantes a été faite en supposant un flux de $1,3 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ ster}^{-1}$ protons d'énergie 10 keV.

Dans ce contexte, nous commenterons les principales propriétés des irrégularités observées.

CHAPITRE IV - C : RESULTATS ET DISCUSSION. -

I. - DEPLACEMENT DE L'IONISATION. -

Plusieurs théories de formation d'irrégularités font état de transport d'ionisation. On n'observe alors que la composition des mouvements du satellite et des irrégularités (Annexe 1.). Une canalisation des particules ionisées par le champ géomagnétique doit se répercuter différemment sur les passages du satellite du Nord au Sud de la station et sur les passages du Sud au Nord. Or, nous avons montré que, statistiquement, les paramètres des irrégularités correspondant aux deux groupes de passages sont identiques, ce qui tendrait à confirmer que les vitesses de propagation des hétérogénéités sont inférieures à 1 km/s : la plupart des auteurs ont observé des vitesses maxima de quelques centaines de mètres par seconde. Des déplacements d'ionisation perpendiculaires au champ géomagnétique ont bien été mis en évidence [VASIL'YEV et al., 1969] mais les vitesses sont faibles (de l'ordre de 100 m/s).

Seules les perturbations ionosphériques itinérantes [HINES, 1960 ; DYSON, 1969] peuvent avoir des vitesses de propagation supérieures à 1 km/s mais tous les enregistrements présentant les ondulations

caractéristiques de ces perturbations ont été rejetés (Annexe 1.). Nous remarquons également que les irrégularités que nous avons observées et les perturbations ionosphériques itinérantes présentent des évolutions diurnes, saisonnières et magnétiques nettement différenciées. Le phénomène que nous observons ne peut pas résulter d'une déformation, due à la propagation, d'un train d'irrégularités. Les irrégularités isolées que nous observons sont effectivement des irrégularités isolées et ne peuvent pas résulter de mécanismes à caractère ondulatoire.

Les vitesses de propagation des irrégularités ionosphériques sont faibles devant la vitesse orbitale du satellite. L'étude de la forme des irrégularités observées est alors possible.

II. - FORME DES IRREGULARITES. -

L'existence d'irrégularités de concentration électronique dont la plus grande dimension est parallèle aux lignes de force ($\vec{\Gamma}_F$) du champ géomagnétique ne fait aucun doute. A partir de techniques basées sur l'étude de la propagation radioélectrique à travers l'ionosphère, les conditions d'observation les plus favorables sont réunies quand le rayonnement en provenance du satellite traverse longitudinalement une de ces hétérogénéités. Cette condition est réalisée vers le Sud d'une station de réception de l'hémisphère Nord.

La plupart des irrégularités ayant été observées vers le Sud de notre station, il semblerait a priori que la direction moyenne de leur plus grande dimension soit effectivement parallèle aux lignes de force ($\vec{\Gamma}_F$). L'exemple suivant illustre ces hypothèses.

La figure 21 donne une représentation schématique de l'irrégularité observée simultanément depuis Tortosa et Val-Joyeux le 2 Novembre 1966 à 10 h 50 mn.

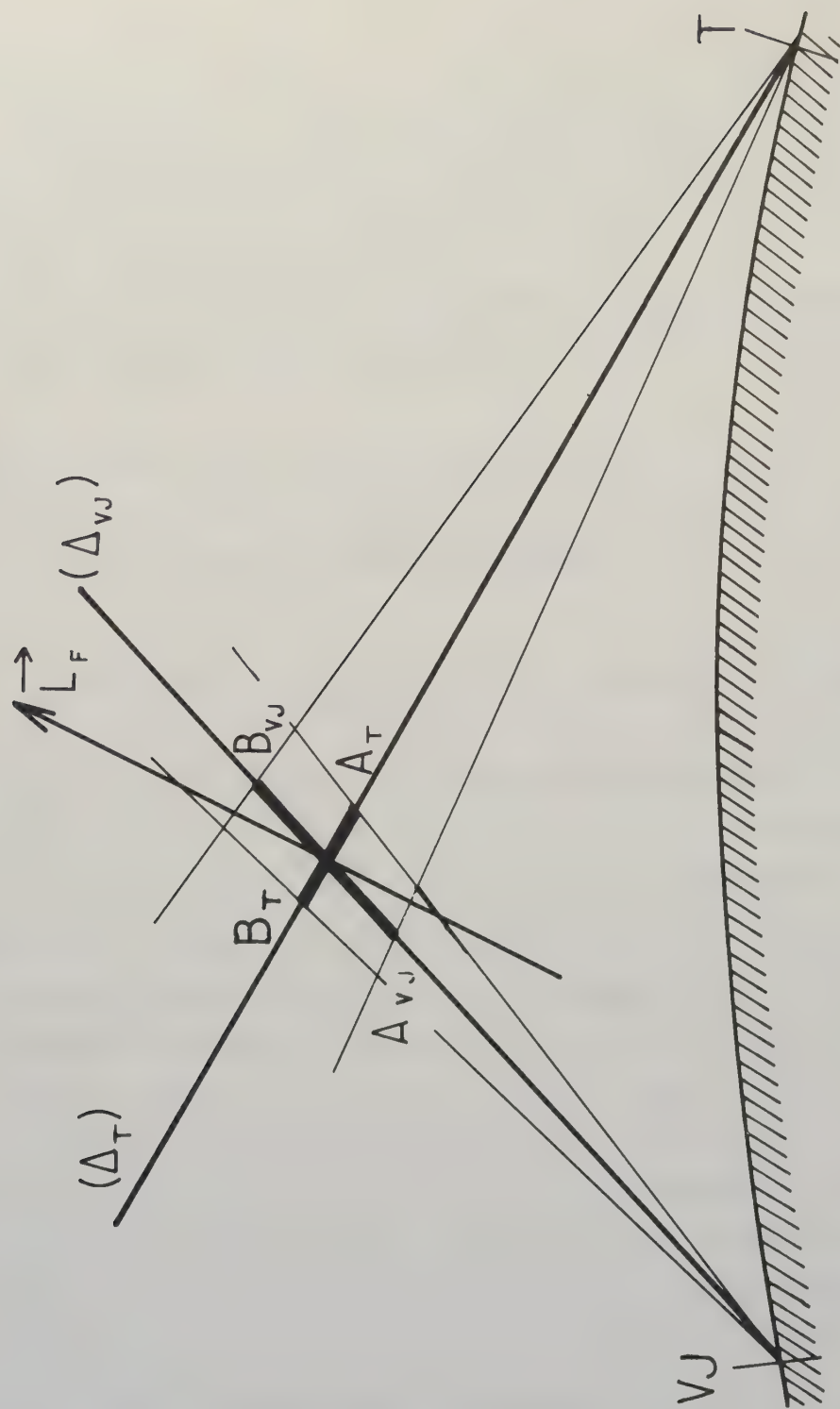


fig 21 - représentation schématique de l'irrégularité observée simultanément des stations de tortosa (T) et du val joyeux (VJ) le 2 novembre 1966 à 10 h 50 mn

L'irrégularité peut se traduire par un accroissement $\Delta \mathcal{N}_{\Delta T}$ du contenu total oblique :

$$\Delta \mathcal{N}_{\Delta T} = \int_{(\Delta T)} \Delta N \cdot ds = 0,03 \cdot 10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}.$$

ΔT est la direction pour laquelle l'amplitude de l'irrégularité, observée depuis la station de Tortosa, est maximum ; ΔN est l'accroissement apparent de la densité électronique due à l'irrégularité. De même, à la direction ΔV_J de l'amplitude maximum de cette irrégularité, vue du Val-Joyeux, est associé un accroissement $\Delta \mathcal{N}_{\Delta V_J}$ du contenu total oblique :

$$\Delta \mathcal{N}_{\Delta V_J} = \int_{(\Delta V_J)} \Delta N \cdot ds = 0,28 \cdot 10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}.$$

En comparant les développements en site de l'irrégularité observée des deux stations, ces intégrales s'écrivent :

$$\Delta \mathcal{N}_{\Delta T} = \int_{A_T}^{B_T} \Delta N \cdot ds = 0,03 \cdot 10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}.$$

$$\Delta \mathcal{N}_{\Delta V_J} = \int_{A_{V_J}}^{B_{V_J}} \Delta N \cdot ds = 0,28 \cdot 10^{16} \text{ e}^- \text{ m}^{-2}.$$

L'examen de la figure 21 montre que :

1 - l'intégrale $\Delta \mathcal{N}_{\Delta V_J}$ de l'accroissement apparent de la concentration électronique, calculée sur le parcours ΔV_J , est 10 fois supérieure au résultat $\Delta \mathcal{N}_{\Delta T}$ de la même intégration effectuée sur la demi-droite ΔT quasiment perpendiculaire au champ géomagnétique.

2 - le rapport $\frac{A_{V_J} B_{V_J}}{A_T B_T}$ des longueurs des traces de l'irrégularité sur les demi-droites ΔV_J et ΔT est égal à deux.

La plus grande dimension de cette irrégularité est parallèle aux lignes de force du champ géomagnétique. Cependant, cette irrégularité présente des caractéristiques qui ne permettent pas de l'identifier aux irrégularités habituellement appelées "alignées le long des lignes de force du champ géomagnétique".

Toutes les irrégularités que nous avons observées provoquent des variations du contenu total d'électrons de quelques pourcents. L'intensité et l'azimut de ces irrégularités ne sont pas corrélés. Les ordres de grandeur des paramètres des irrégularités alignées, le long des lignes de force ($\vec{L}_F$), sont différents : MULDREW, (1963) ; RAMASASTRY et al., (1970), n'ont observé que des variations de un pourcent entre la densité électronique ambiante et la densité électronique à l'intérieur du tube de force ; la demi-épaisseur réduite de ce tube est inférieure à un kilomètre. LOFTUS et al., (1966) ont trouvé généralement des différences de concentration électronique inférieures à 1 %. MULDREW, (1969), a défini deux types d'irrégularités parallèles aux lignes de force ($\vec{L}_F$) : un type mince et un type épais. Les épaisseurs réduites des hétérogénéités du second type sont de l'ordre de plusieurs dizaines de kilomètres mais ces hétérogénéités ne peuvent s'observer que dans les zones aurorales ou à des latitudes correspondant à l'anomalie équatoriale.

Comparons le spectre des directions Δ_{VJ} , dans lesquelles ont été observées des irrégularités, aux lignes de force ($\vec{L}_F$). Nous étudions les deux distributions (D_I) et (D_T) des valeurs des angles θ_I et θ_T entre le champ géomagnétique et la direction de propagation à une altitude de 350 km. θ_I est calculé au voisinage du maximum d'amplitude des irrégularités ; (D_T) est l'ensemble des valeurs des angles θ_T obtenu à partir de la totalité des points de mesure retenus. Les deux distributions présentent un pic pour des valeurs de l'angle θ voisines de 40 degrés. Or, l'angle θ_I doit être nul pour que le rayonnement en provenance du satellite puisse traverser longitudinalement une hétérogénéité parallèle à la direction ($\vec{L}_F$). La figure 22 montre que la probabilité d'observer une

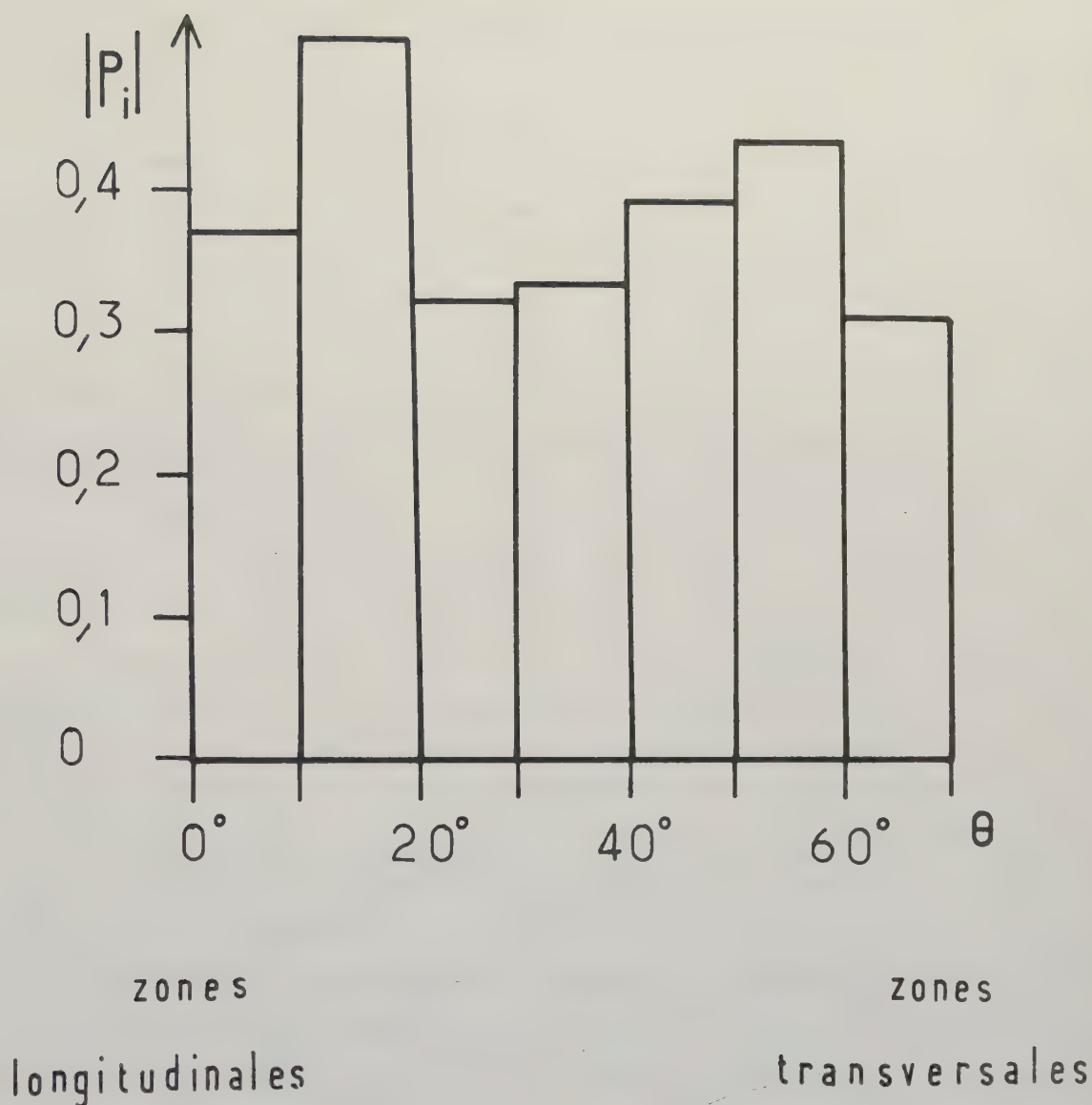


fig 22 - histogramme illustrant la variation de la norme $|P_i|$ de la probabilité d'observer une irrégularité en fonction de l'angle θ entre le champ géomagnétique et la direction de propagation du signal radioélectrique reçu :

$$\sqrt{|P_i|_{\theta=0^\circ,10^\circ}^2 + |P_i|_{\theta=10^\circ,20^\circ}^2 + \dots + |P_i|_{\theta=60^\circ,70^\circ}^2}$$

les résultats obtenus dans les zones transversales étant sujet à caution, nous nous sommes limités aux angles θ compris entre 0 et 70°.

irrégularité n'est pas fonction de cet angle θ .

D'autre part, si on observait les irrégularités en "bout", elles seraient balayées rapidement par le rayonnement incident lors du passage du satellite ; elles apparaîtraient d'étendue géographique plus petite. Or, les irrégularités peu étendues ont été observées le plus souvent au Nord de la station du Val-Joyeux.

Des conclusions très intéressantes peuvent se déduire de la comparaison des données recueillies aux stations de Tortosa et du Val-Joyeux.

- 1 - Du Val-Joyeux, 81 % des irrégularités ont été observées vers le Sud alors que de Tortosa, 51 % des irrégularités ont été observées vers le Nord. La probabilité d'observer une irrégularité du Val-Joyeux, vers le Sud, est sensiblement égale à la probabilité d'observer une irrégularité de Tortosa, vers le Nord.
- 2 - Le tableau 20 montre que les paramètres des irrégularités observées de deux stations, entre 41 et 48° de latitude Nord, sont peu différents. Les points de mesure obtenus à Tortosa vers le Nord sont relativement peu nombreux : l'incertitude attachée aux résultats correspondants est élevée. Nous constatons toutefois que les irrégularités apparaissant à Tortosa, vers le Nord, sont d'amplitude plus faible. Bien que la différence ne soit pas très prononcée, cette dernière remarque tend à créditer l'influence de mécanismes basés sur un guidage des particules ionisées.

Nous pouvons admettre que certaines des perturbations observées sont des irrégularités de concentration électronique légèrement étirées dans la direction du champ géomagnétique. Cependant, ces irrégularités ne sont pas assimilables aux irrégularités habituellement appelées "alignées le long des lignes de force du champ géomagnétique".

CLASSES i	ETENDUE GEOGRAPHIQUE (T _i)		AMPLITUDE ABSOLUE (_i)		AMPLITUDE RELATIVE (_{Ri})	
	V.J.	T	V.J.	T	V.J.	T
1	25 %	(27 $\pm$ 7) %	14 %	(22 $\pm$ 7) %	14 %	(22 $\pm$ 7) %
2 - 3	52 %	(47 $\pm$ 7) %	67 %	(67 $\pm$ 7) %	65 %	(68 $\pm$ 7) %
4 - 5	23 %	(27 $\pm$ 7) %	19 %	(12 $\pm$ 7) %	21 %	(11 $\pm$ 7) %

TABLEAU 20.

Amplitude et étendue géographique des irrégularités ionosphériques observées de Tortosa vers le Nord (T) et du Val-Joyeux vers le Sud (V.J.).

Nous devons invoquer d'autres processus de production d'hétérogénéités.

III. - INFLUENCE DE LA VARIATION TEMPORELLE DE PARAMETRES DE L'IONOSPHERE. -

Nous avons noté que le nombre d'irrégularités observées est fonction de la variation temporelle de paramètres de l'ionosphère. Des rapprochements entre les évolutions diurnes et saisonnières des paramètres des hétérogénéités ont été faits. Des analogies ont été constatées entre trois groupes d'heures et trois groupes de mois :

- après le lever du Soleil et le solstice d'hiver,
- l'après-midi et les équinoxes,
- la nuit et le solstice d'été.

La fréquence d'apparition des irrégularités est maximum après le lever du Soleil, surtout l'hiver.

Cette évolution des irrégularités est à rapprocher de certaines particularités du comportement de la région F : variation saisonnière de l'heure du commencement de l'accroissement de f_oF_2 aux latitudes moyennes [HAUBERT et al., (1964)], anomalie d'hiver de la région F.

A. - INFLUENCE D'UN RECHAUFFEMENT RAPIDE DE L'IONOSPHERE.

L'hiver, f_oF_2 commence à croître immédiatement après le lever du Soleil au niveau de la région F alors que, l'été, cette augmentation ne commence qu'après le lever du Soleil au niveau de la Terre. Une explication a été proposée par EVANS, (1968).

L'hiver, l'ionosphère est réchauffée en premier par les photoélectrons venus du point conjugué après le lever du Soleil en ce point. Le coefficient de pertes croît. Au moment du lever du Soleil au niveau de la région F, l'équilibre est rétabli et la densité électronique augmente immédiatement. A cette variation rapide des conditions locales est associé un fort accroissement du nombre d'irrégularités.

L'été, il n'y a pas de pré-réchauffement de l'ionosphère. Les effets provoqués par le lever du Soleil au niveau de la région F apparaissent en premier. Les pertes d'ionisation augmentent plus rapidement que la production. La densité électronique décroît. L'équilibre ne se rétablit qu'après une heure environ. Alors que les conditions locales varient plus lentement, nous constatons que le maximum journalier de la fréquence d'observation des irrégularités est moins accentué.

Les photoélectrons venus du point conjugué ne réagissent pas directement sur la production d'irrégularités. Un flux de photoélectrons et le nombre d'irrégularités observées ne sont corrélés que si les photoélectrons engendrent des variations rapides des conditions locales de l'ionosphère. D'une manière générale, le nombre d'irrégularités observées est surtout fonction des variations des paramètres ionosphériques.

B. - RELATION AVEC LA COMPOSITION CHIMIQUE DE L'ATMOSPHERE NEUTRE.

Plusieurs interprétations de l'anomalie d'hiver de la région F ont été successivement proposées. Maintenant, la solution initialement avancée par RISHBETH et al., (1961) est générale admise.

Selon RISHBETH et al., l'accroissement des concentrations électroniques observées l'hiver pendant la journée est dû à un changement de la composition chimique de l'atmosphère neutre (azote moléculaire et oxygène atomique en particulier).

L'hiver, la concentration en oxygène atomique est particulièrement élevée ; la structure de la variation diurne des profils de concentration d'azote et d'oxygène est tourmentée [WALDTEUFEL, (1970)] .

Ces fluctuations se répercutent sur les taux de production et de recombinaison d'ionisation et nous pensons que ces modifications de la composition de l'atmosphère ne sont pas étrangères à la production des irrégularités de concentration électronique que nous avons observées.

C. - MECANISMES DE COUPLAGE.

Rappelons que nous n'avons pas trouvé de corrélations entre les irrégularités ionosphériques d'une part, l'altitude du maximum d'ionisation ou le contenu total d'électrons de l'ionosphère d'autre part.

Ce résultat s'oppose à toutes les théories de production d'hétérogénéités basées sur un mécanisme de couplage avec la basse ionosphère. Le couplage est particulièrement accentué aux latitudes moyennes et élevées ; il doit être plus fort lorsque la région F est plus basse ; de même, ce couplage doit être plus fort lorsque le contenu total est plus faible.

Nous avons confronté différentes théories susceptibles de produire des irrégularités de concentration électronique aux principales propriétés des perturbations observées ; situation et étendue géographiques, évolution diurne et saisonnière , influence de paramètres de l'ionosphère. Nous ne pouvons pas étudier l'influence de l'activité solaire, les variations à long terme des caractéristiques des perturbations observées ne sont pas suffisamment nettes. Nous avons mis en évidence l'influence de l'activité géomagnétique mais celle-ci est encore moins accentuée.

IV. - INFLUENCE DE L'ACTIVITE GEOMAGNETIQUE. -

L'influence de l'activité géomagnétique sur la structure irrégulière de l'ionosphère est essentiellement fonction de la latitude. Il est généralement admis que l'excès d'énergie thermique apparaissant dans les régions aurorales durant les orages magnétiques est rayonné vers les latitudes plus basses en donnant naissance à des ondes de gravité; des irrégularités de concentration électronique se forment.

Les paramètres de ces irrégularités ont été calculés ; les caractéristiques des perturbations ionosphériques itinérantes ont été ainsi retrouvées [THOME, 1968]. Mais ce processus ne rend pas compte de la formation d'irrégularités isolées : nous avons noté que ces irrégularités étaient plus nombreuses pendant les cinq premières heures des orages et le premier après-midi qui suit le début d'un orage.

En dehors de ces deux périodes, nous avons noté que les irrégularités ont tendance à être plus nombreuses les jours magnétiquement calmes ; les variations de l'activité magnétique se répercutent sur la fréquence d'observation des irrégularités 4 à 5 heures après.

L'activité magnétique ne peut réagir que par l'intermédiaire des mécanismes classiques de production et de disparition d'ionisation. Le décalage horaire entre les variations de l'activité magnétique et de la fréquence d'observation des irrégularités montre clairement que, dans les processus de formation d'irrégularités isolées, l'activité magnétique n'intervient qu'indirectement.

CHAPITRE IV - D : CONCLUSION. -

Un seul mécanisme de production d'hétérogénéités ionosphériques ne peut donner une interprétation globale satisfaisante des résultats expérimentaux. L'évolution rapide des paramètres de l'ionosphère (par exemple, après le lever du Soleil) favorise la formation d'irrégularités (mécanismes de couplage). La tendance à une répartition suivant les lignes de force du champ géomagnétique doit prédominer pendant les périodes de faible agitation (la nuit par exemple). Plusieurs propriétés des irrégularités n'ont été interprétées qu'en faisant appel à d'autres mécanismes (flux de photoélectrons ou variation du taux de production). La composition entre plusieurs mécanismes n'est pas à exclure.

CHAPITRE V : CONCLUSION GENERALE.

Les satellites artificiels balises doivent être considérés comme des instruments particulièrement appropriés à l'étude des irrégularités de la densité électronique de l'ionosphère. Les observations sont basées sur deux propriétés caractéristiques du signal radioélectrique reçu : l'effet Doppler-Fizeau différentiel et l'effet Faraday différentiel.

Des enregistrements recueillis en trois stations ont été analysés : Sagamore Hill (Doppler différentiel), Tortosa (Faraday différentiel) et Val-Joyeux (Doppler et Faraday différentiels). Ces enregistrements couvrent une période de cinq années. Au total, nous avons étudié 60 enregistrements de l'effet Doppler différentiel, d'une durée moyenne de huit minutes, et 5000 enregistrements de l'effet Faraday différentiel, d'une durée moyenne de douze minutes. Nous avons observé très fréquemment des irrégularités de la densité électronique qui affectent une étendue de l'ionosphère dont les dimensions varient de 40 à 500 kilomètres.

Ces types d'irrégularités isolées n'avaient encore jamais été étudié. La plupart des auteurs ayant observé des irrégularités ionosphériques n'ont étudié que les scintillations (irrégularités de petite échelle, de l'ordre de 100 mètres) et des irrégularités de très grande échelle (supérieure à 1.000 kilomètres).

A partir de la réduction des enregistrements des effets Faraday et Doppler différentiels et d'après les valeurs de paramètres de

l'ionosphère (f_oF_2 et $M_{3000}F_2$ en particulier), nous constituons un premier modèle d'ionosphère. En comparant la fréquence Doppler différentielle mesurée et la fréquence Doppler différentielle calculée, d'après ce modèle, nous établissons un nouveau modèle plus élaboré. Par itérations successives nous définissons, avec précision, la position géographique et les paramètres d'irrégularités de la densité électronique.

Dans un deuxième temps, nous avons montré que certains des paramètres des irrégularités ionosphériques isolées pouvaient être évalués en n'utilisant que la mesure de la fréquence Faraday différentielle. Les inconvénients résultant d'un pouvoir de résolution médiocre, surtout quand les noeuds Faraday sont espacés, sont contre-balancés par des avantages pratiques : appareillage simple, dépouillement et traitement des données rapides.

Nous avons évalué et analysé des paramètres caractérisant l'étendue géographique et l'amplitude de toutes les irrégularités observées. La comparaison des données recueillies en deux stations élargit considérablement le champ d'application de ces méthodes. En particulier, des comparaisons quant à la forme des irrégularités ont été faites.

Un certain nombre de résultats nouveaux ont été établis (fréquence d'observation, amplitude, situation et étendue géographiques, évolutions diurne et saisonnière, influence du cycle solaire et de l'activité magnétique, relations avec des paramètres de l'ionosphère). Le tableau 21 reprend sommairement les principaux résultats.

Il ne fait aucun doute que des irrégularités apparaissant à des latitudes différentes sont produites à partir de mécanismes différents. De nombreuses théories ont été développées, certaines sont plus particulièrement valables dans les zones aurorales, d'autres dans les régions équatoriales. Mais aucune théorie ne donne une interprétation globale satisfaisante des observations qui ont été faites.

PHENOMENE ETUDIE	FREQUENCE D OBSERVATION DES IRREGULARITES	INFLUENCE SUR LES VALEURS MOYENNES DES PARAMETRES DES IRREGULARITES
Distribution géographique	Plus élevée au Sud	Irrégularités très étendues au Sud
Effet diurne	Maximum après le lever du Soleil puis diminution régulière pendant 10 heures et constante ensuite.	Matin : ↘ faible intensité Après-midi : { ↗ petite taille ↗ faible intensité Nuit : ↗ intensité moyenne
Effet saisonnier	Maximum l'hiver	Hiver : { ↘ faible intensité ↘ petite taille Equinoxes : { ↗ faible intensité ↗ petite taille Eté : { ↗ intensité moyenne ↗ taille moyenne
Cycle solaire	Constante	Intensité : pas corrélée quand l'activité solaire croît, Petites : plus nombreuses Moyennes : nombre constant Grandes : plus rares
Activité magnétique	Plus élevée les jours magnétiquement calmes sauf pendant les orages	Peu d'effets.
Relations avec f_{oF_2} , h_m , d et E_N	Plus élevée lorsque ces paramètres varient rapidement	

TABLEAU 21.

Principales propriétés des irrégularités ionosphériques isolées observées de la Station du Val-Joyeux (48° 49' N, 2° E).

↘ : diminution du nombre d'irrégularités de ...
 ↗ : augmentation du nombre d'irrégularités de ...

Nous avons montré que les irrégularités observées ne peuvent pas résulter de mécanismes à caractère ondulatoire (ondes de gravité par exemple).

Ces irrégularités ne sont pas identifiables aux hétérogénéités habituellement appelées "irrégularités allongées suivant les lignes de force du champ géomagnétique". En particulier, nous avons étudié les sections (S_t) et (S_l) des irrégularités par deux plans orthogonaux, l'un perpendiculaire aux lignes de force du champ géomagnétique, l'autre contenant une ligne de force. Nous avons constaté que le rapport $\frac{(S_l)}{(S_t)}$ des aires des deux sections est en général légèrement supérieur à l'unité. La plus grande dimension de chacune de ces deux sections est de l'ordre de 100 kilomètres. Des dimensions transversales supérieures à 10 kilomètres et les mécanismes à l'origine des "irrégularités allongées suivant le champ géomagnétique" sont incompatibles.

A partir de différents mécanismes susceptibles de produire des perturbations de la densité électronique de l'ionosphère, nous avons obtenu une interprétation plus ou moins satisfaisante de certains aspects des évolutions spatiale et temporelle des irrégularités que nous avons observées. Ces mécanismes rendent moins bien compte des dimensions et de l'amplitude de ces irrégularités. De très fortes fluctuations de la densité électronique ont été mises en évidence : l'amplitude des variations du taux de production, de disparition ou de transport d'ionisation doit être importante. Certaines irrégularités sont probablement liées à un processus de guidage ; des mécanismes de couplage ou des variations locales du taux de production ou de disparition d'ionisation sont à l'origine d'autres irrégularités.

Tout en élargissant notre connaissance de la structure fine de l'ionosphère, les résultats qui ont été exposés posent des problèmes nouveaux.

La détermination des mécanismes à l'origine des irrégularités isolées ne peut être faite qu'en résolvant les équations de continuité. En couplant les observations par satellite à des mesures de paramètres de la haute atmosphère (températures, composition chimique), une réponse à ces questions pourra être apportée.

ANNEXE 1 : VITESSE DE PROPAGATION DES PERTURBATIONS IONOSPHERIQUES. ---

L'altitude du satellite "Explorer 22" varie de 880 à 1.080 km ; l'orbite du satellite "Explorer 27" est plus elliptique (altitude du périhélie : 960 km ; altitude de l'apogée : 1.280 km). Le point courant M_1 à l'altitude du maximum de la couche F, décrit l'arc $M_1 M_2$ (Figure 23.) à une vitesse comprise entre 2.000 et 3.000 mètres par seconde.

Les irrégularités ionosphériques peuvent également se déplacer. Des renseignements sur cette vitesse ont été obtenus à partir d'observations faites sur des satellites géostationnaires [ELKINS et al., 1969]. Des vitesses supérieures à 150 mètres par seconde n'ont pas été observées. Des vitesses horizontales plus élevées sont théoriquement passibles en présence de mécanismes d'ondes acoustiques [NARYANA RAO et al., 1969]. A une altitude de 350 km, des vitesses de propagation horizontale supérieures à 1.000 m/s ont été mises en évidence. On observe alors des trains d'irrégularités.

Par suite de la composition des mouvements apparents du satellite et de l'ionisation, l'enregistrement ne traduit pas l'aspect réel de l'ionosphère. Cependant, l'ionisation présente toujours un caractère ondulatoire plus ou moins amorti, même dans le cas le plus défavorable d'un déplacement du satellite et des hétérogénéités dans le même sens. La présence de ce type de perturbations itinérantes est toujours aisément visible.

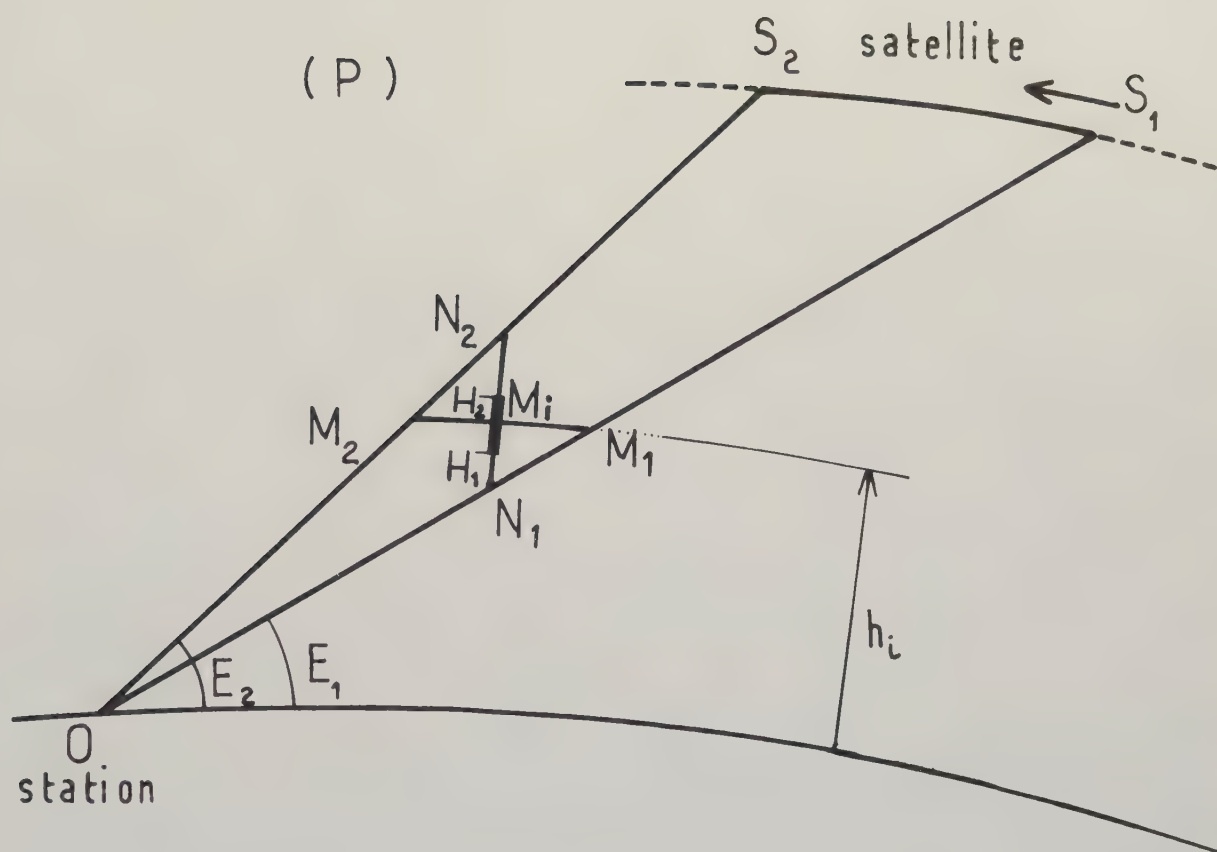


Fig 23 - représentation dans le plan vertical (p) commun à la station et au satellite de quelques paramètres géométriques relatifs à un passage zénithal du satellite.

Dans tous nos calculs, nous négligerons le déplacement de l'ionisation devant la vitesse de la trace subsatellitique à l'altitude de l'irrégularité.

ANNEXE 2 : TRAJECTOIRE DU SATELLITE (TEMPS t_0 et t_{pp}).

Les positions du satellite aux instants t_p sont calculées à partir des six éléments de l'orbite du satellite. L'évolution de ces positions durant une révolution permet le calcul du temps t_0 auquel le satellite est le plus près de la station au sol. t_0 est l'origine des temps dans nos calculs. Le temps t_0 n'a pas d'importance en lui-même mais la différence $(t_0 - t_{pp})$, où t_{pp} est le temps auquel la fréquence Doppler différentielle est nulle, est une image des gradients latitudinaux et longitudinaux de densité électronique. En particulier, cette différence traduit l'erreur ionosphérique faite dans les applications de l'effet Doppler à la trajectographie des satellites.

La trajectoire du satellite est restituée avec une bonne précision mais les temps t_p de passage sont entachés d'une erreur Δt , constante pour une révolution, de plusieurs secondes. En utilisant le gradient du contenu total d'électrons au voisinage du temps t_{pp} , connu avec précision, il est possible d'effectuer la correction Δt .

En supposant la propagation des ondes radioélectriques rectiligne et en négligeant le champ géomagnétique, la dérivée $\frac{\partial}{\partial t} \int_{(j)} N.ds$ est nulle à l'instant t_{pp} .

En définissant une haute moyenne d'ionisation h_i , nous obtenons :

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} N \cdot \sec \psi \right]_{t=t_{pp}} = 0$$

ψ étant l'angle géocentrique du point d'altitude h_i de la droite $S_i O$.

Si le satellite est polaire, nous pouvons exprimer analytiquement le gradient latitudinal $\frac{d\sigma}{dL}$ au voisinage du temps t_{pp} . Inversement, connaissant ce gradient, nous effectuerons la correction Δt (Tableau 22.). Cette correction ne peut pas être faite lorsque le gradient latitudinal est trop élevé. Durant les révolutions 14268, 14309 et 14391 du satellite Explorer 22, le contenu total d'électrons présente un gradient supérieur à 10^{16} électrons par mètre carré et par degré de latitude.

Le signe de la différence $t_0 - t_{pp}$ dépend de la trajectoire du satellite (révolution au cours de laquelle le satellite défile du Nord au Sud de la station ou du Sud ou Nord) et du signe du gradient du contenu total d'électrons.

REVOLUTION	Δt (s)	t_0 (T.U.) (h . mn . s .)	$t_0 - t_{pp}$ (s)
0 8 7 9 0	- 7	21 . 22 . 56, 0	4,7
0 8 9 1 3	- 7	20 . 14 . 22, 9	- 1,2
0 9 0 7 7	- 7	18 . 43 . 01, 0	2,3
0 9 0 9 0	- 7	17 . 24 . 43, 3	- 0,2
0 9 1 7 2	- 8	13 . 38 . 59, 9	0,7
0 9 6 1 5	- 8	22 . 55 . 59, 0	-11,1
0 9 9 0 2	- 2	20 . 15 . 29, 0	- 5,0
1 0 0 6 6	- 3	15 . 43 . 52, 8	12,8
1 1 4 8 1	- 4	17 . 57 . 27, 9	4,8
1 1 5 2 2	0	17 . 34 . 35, 6	11,6
1 1 6 7 2	- 1	15 . 35 . 17, 4	13,0
1 4 0 2 2	0	16 . 19 . 58, 3	9,8
1 4 2 6 8		14 . 00 . 54	40
1 4 3 0 9		12 . 37 . 44	43
1 4 3 9 1		12 . 51 . 16	38

TABLEAU 22

Temps t_0 de passage au plus près de la station et temps t_{pp} annulant la fréquence Doppler différentielle (satellite "Explorer 22").

ANNEXE 3 : CALCUL DES COMPOSANTES DU CHAMP GEOMAGNETIQUE PAR RAPPORT AU TRIEDRE $O(x,y,z)$

Le champ géomagnétique peut être considéré comme un champ de force conservatif. A partir de la solution générale de l'équation de Laplace, pour une surface sphérique, les composantes (B_x, B_y, B_z) du champ géomagnétique sont calculées par rapport à un trièdre $M_i (X_i, Y_i, Z_i)$ centré au point courant M_i . Z_i est la verticale ascendante au point M_i ; X_i et Y_i désignent respectivement les directions du Nord et de l'Est :

$$\begin{aligned}
 B_x &= \sec L' \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \left(\frac{a}{r}\right)^{n+2} \cdot \sin L' \cdot \frac{dH_n^m}{dL'} \cdot G_n^m \\
 B_y &= \sec L' \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \left(\frac{a}{r}\right)^{n+2} \cdot m \cdot H_n^m \cdot G_n^m \\
 B_z &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} (n+1) \cdot H_n^m \cdot G_n^m
 \end{aligned}$$

où L' est la colatitude, λ la longitude.

$$G_n^m = g_n^m \cdot \cos m\lambda + h_n^m \cdot \sin m\lambda$$

$$H_n^m(\cos L') = \frac{2^n \cdot n! \cdot (n-m)!}{(2 \cdot n)!} \cdot P_n^m(\cos L')$$

où $P_n^m(\cos L')$ est la fonction associée de Legendre de première espèce
et g_n^m et h_n^m sont les coefficients de Gauss déterminés expérimentale-
ment [CAIN, 1966 ; GARNIER, 1967].

Les composantes (B_x, B_y, B_z) par rapport au trièdre
 $O(x, y, z)$ lié à la station au sol sont calculées en effectuant le pro-
duit de trois transformations [HANBABA, 1967].

ANNEXE 4 : INTERPRETATION DES ENREGISTREMENTS DE L'EFFET DOPPLER DIFFERENTIEL.

L'examen d'un enregistrement de l'effet Doppler différentiel permet d'affirmer si l'ionosphère a présenté une variation brusque de ses paramètres dans une région délimitée de l'espace. Nous en donnerons une illustration très simplifiée.

I. - CORRESPONDANCE ENTRE L'IONOSPHERE ET L'ASPECT D'UN ENREGISTREMENT. -

La région perturbée de l'ionosphère a été traversée entre deux instants t_1 et t_2 auxquels le satellite S occupe respectivement les positions S_1 et S_2 (Figure 23.). Pour clarifier cette interprétation, la figure a été faite en supposant que le satellite passe au zénith de la station au cours de la révolution étudiée. Des variations de densité électronique n'ont pu se produire que dans une région de l'espace dont l'intersection par le plan (P) est la surface $\widehat{S_1 O S_2}$, si on néglige les déviations latérales du rayon.

En supposant la durée $t_2 - t_1$ du phénomène égale à une minute et une élévation initiale E_1 du satellite de 30 degrés, nous obtenons les ordres de grandeur suivants :

$$E_2 = 45^\circ$$

$$OS_1 = 1.500 \text{ km}$$

$$OS_2 = 1.200 \text{ km}$$

$$\overline{S_1 S_2} = 450 \text{ km}$$

Le phénomène étudié présente un maximum d'intensité à une hauteur h_i . Le principe de l'évaluation de cette altitude est donné dans la deuxième partie de cette annexe. En supposant cette hauteur voisine de l'altitude du maximum de la couche F_2 :

$$M_1 M_2 = 120 \text{ km}$$

nous ne pouvons pas calculer l'amplitude maximum N_i de l'irrégularité : nous obtenons seulement l'apport intégré sur le parcours SO . Cependant "l'épaisseur" de l'irrégularité ne peut en aucun cas dépasser la distance $N_1 N_2$. Numériquement, on constate que cette valeur ne peut jamais être atteinte. En effet, en définissant une irrégularité d'épaisseur maximum égale à $N_1 N_2$, on constate qu'il est impossible de rendre égales les fréquences Doppler calculées et expérimentales au voisinage du temps t_1 ; l'égalité de ces deux fréquences ne peut être obtenue que pour des épaisseurs maxima $H_1 H_2$ inférieures au tiers de la distance $N_1 N_2$. Sur la verticale du maximum d'amplitude de l'irrégularité, nous définirons une épaisseur réduite maximum E_{NM} ; l'amplitude maximum N_i de l'irrégularité est alors supérieure à $\frac{\Delta \mathcal{N}_i}{E_{NM}}$.

Inversement, l'épaisseur de l'irrégularité ne peut pas être inférieure à une certaine limite. Quand cette épaisseur décroît, le gradient vertical

local de densité électronique croît. Or l'ionosphère ne peut pas être dans un état quasi stationnaire (intervalle de temps d'une minute) en présence de gradients très élevés.

Nous déterminons l'ordre de grandeur de l'épaisseur réduite minimum E_{NM} de l'irrégularité.

A partir des enregistrements obtenus, nous avons étudié les variations des paramètres E_{NM} et E_{NM} en fonction de l'altitude de l'irrégularité. Ces calculs montrent que E_{NM} est approximativement proportionnelle à l'altitude jusqu'à 350 km et ne croît que très lentement ensuite ; E_{NM} n'est pratiquement pas fonction de l'altitude.

E_{NM} devant être nécessairement supérieure à E_{NM} , nous pouvons évaluer une altitude h_{inf} au-dessous de laquelle l'irrégularité ne peut pas être située.

II. - PRINCIPE DE LA DETERMINATION DE L'ALTITUDE D'UNE IRREGULARITE. -

En disposant de deux stations de réception, l'altitude d'une hétérogénéité peut être calculée [TURNBULL et al., 1965]. Dans certains cas, cette hauteur peut également être évaluée à partir des enregistrements Doppler différentiel et Faraday obtenus en une seule station.

Cette méthode est basée sur les deux remarques suivantes :

- Dans une première approximation, la fréquence Doppler différentielle ne dépend pratiquement pas de l'altitude h d'une irrégularité provoquant un accroissement $\Delta \omega_i$ donné du contenu total d'électrons.

- L'effet Faraday est fonction de h . Une irrégularité à une altitude h_1 introduit un déphasage supplémentaire $\Delta \Omega_1$ entre les ondes ordinaire et extraordinaire. Ce déphasage est proportionnel au produit

$B_0 h_1 \cos \theta_1 \Delta \mathcal{N}_1$. En supposant que cette même irrégularité est à une altitude h_2 , nous aurons :

$$\Delta \Omega_2 = K B_0 h_2 \cos \theta_2 \Delta \mathcal{N}_1$$

Le rapport $\frac{\Delta \Omega_1}{\Delta \Omega_2}$ est fonction des deux altitudes h_1 et h_2 des coordonnées géographiques du satellite et de la station.

A partir de l'enregistrement de l'effet Faraday, nous calculons la dérivée logarithmique $\frac{d\mathcal{C}(t)}{\mathcal{C}(t)}$; $\mathcal{C}$ désigne la période Faraday.

A la fin de la dernière itération du programme de calcul de la fréquence Doppler différentielle, nous calculons la dérivée logarithmique $\frac{d\Omega_i(t)}{\Omega_i(t)}$; le déphasage Ω_i est calculé en présence d'une irrégularité à l'altitude h_i . La figure 24 donne l'évolution de cette dérivée $\frac{\Delta_i}{\Omega_i}$ pour différentes altitudes d'une même irrégularité. Les rapports $\frac{\Delta_{600}}{\Delta_{200}}$, $\frac{\Delta_{900}}{\Delta_{200}}$ et $\frac{\Delta_{900}}{\Delta_{600}}$ sont égaux lorsque l'onde radioélectrique ne rencontre pas l'irrégularité. Durant la traversée de cette hétérogénéité, ces rapports diminuent et présentent les minima suivants :

$$\left[\frac{\Delta_{600}}{\Delta_{200}} \right]_m = 0,898 \quad \left[\frac{\Delta_{900}}{\Delta_{200}} \right]_m = 0,868 \quad \left[\frac{\Delta_{900}}{\Delta_{600}} \right]_m = 0,967$$

Sur cet exemple, nous constatons qu'en faisant varier l'altitude l'irrégularité entre 200 et 900 km, la fréquence Doppler différentielle varie de moins de 0,20 Hz.

En comparant $\frac{d\mathcal{C}}{\mathcal{C}}$ et $\frac{d\Omega_i}{\Omega_i}$, nous pouvons évaluer l'altitude h .

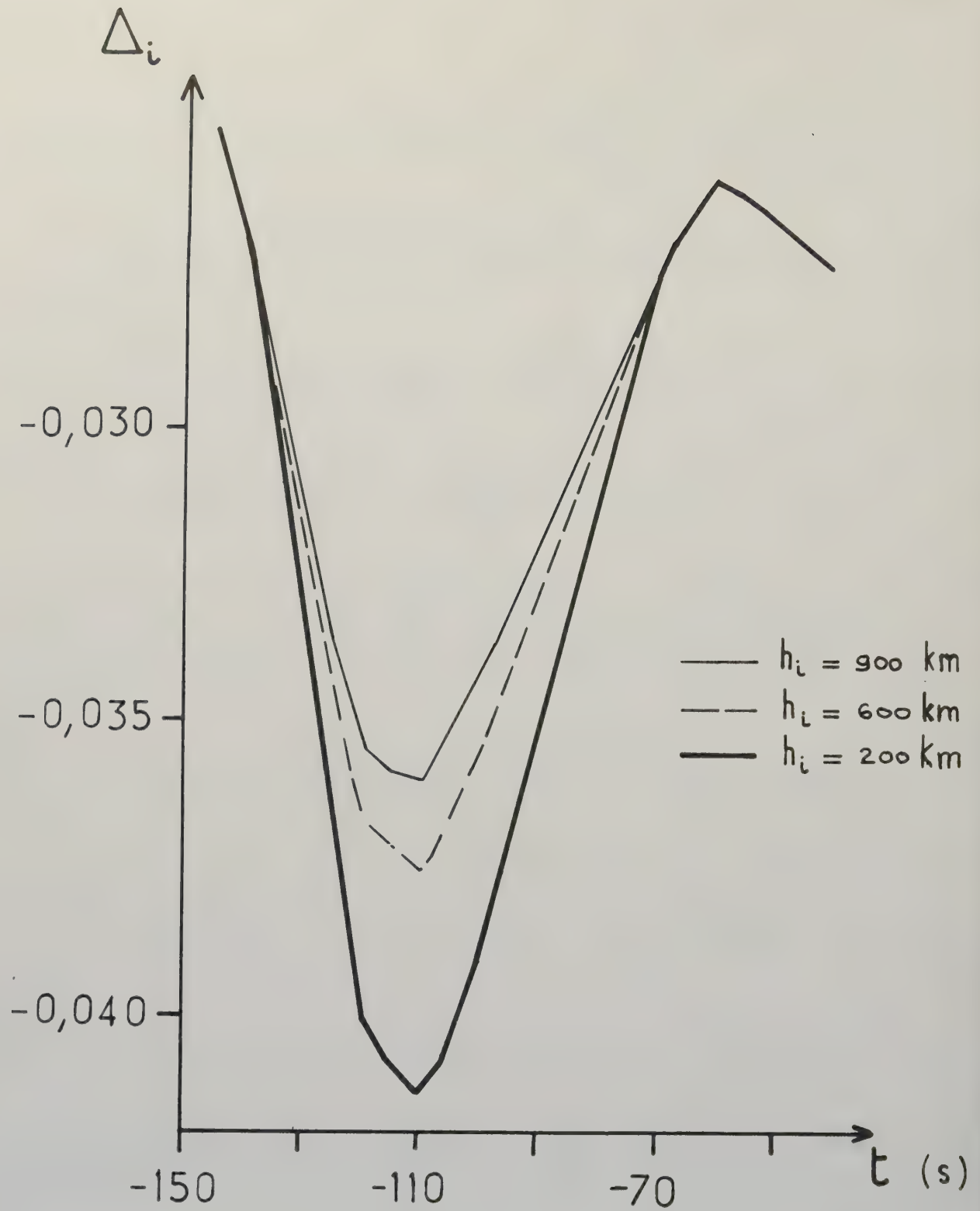


fig 24 - influence de l'altitude h_i d'une irrégularité sur l'effet faraday
 $\Delta_i = \frac{d\Omega_i(t)}{\Omega_i(t)}$

Si la variation de $\frac{d\Omega_i}{h_i}$ durant la traversée de l'irrégularité est trop forte, l'altitude h_i est trop basse. Réciproquement, si $\frac{d\Omega_i}{\Omega_i}$ est trop faible, l'altitude h_i est trop forte.

Le rapport Δ_i ne varie de façon notable qu'aux basses altitudes. La détermination de l'altitude des irrégularités situées au dessous de 500 km est possible. Par contre l'évaluation de la hauteur des irrégularités situées au-dessus de 500 km d'altitude est très délicate.

Ce calcul nécessite une mesure très précise de la période Faraday. Cette méthode n'a pas été mise en exploitation, la qualité des enregistrements étant insuffisante.

ANNEXE 5 : DETERMINATION DU CONTENU TOTAL D'ELECTRONS PAR LA MESURE
DE L'EFFET FARADAY DIFFERENTIEL

Plusieurs méthodes de calcul du contenu total d'électrons de l'ionosphère à partir de la mesure de l'effet Faraday des satellites balises défilants ont été proposées. L'utilisation d'une seule fréquence f ne permet pas d'évaluer le nombre absolu de rotations Faraday produit par la biréfringence du milieu. BLACKBAND, (1960) a proposé une méthode basée sur l'émission de deux fréquences proches f_1 et f_2 . Depuis le lancement du satellite "Explorer 22", en 1964, cette méthode a été continuellement développée.

Différentes causes d'erreurs affectent la valeur calculée du contenu total d'électrons. Aux erreurs expérimentales s'ajoutent des erreurs d'ordre théorique [BERTIN et al., 1968]. Pendant les périodes de forte activité solaire, alors que les zéros Faraday sont peu espacés, les erreurs d'ordre théorique deviennent prédominantes. Le nombre exact de rotations Faraday n'est pas toujours connu.

Nous proposons une méthode permettant de lever, dans la plupart des cas, cette ambiguïté. Nous rappellerons d'abord le principe du calcul du contenu total d'électrons.

I. - PRINCIPE DU CALCUL DU CONTENU TOTAL D'ELECTRONS PAR LA MESURE DE L'EFFET FARADAY DIFFERENTIEL. -

Le plan de polarisation d'une onde polarisée linéairement subit, lors de la traversée (j) de l'ionosphère, une rotation :

$$\Omega = \frac{K}{f^2} \int_{(j)} N \cdot B_0 \cdot \cos \theta \cdot ds \quad (1)$$

K est une constante. N désigne la densité électronique. θ est l'angle entre le champ géomagnétique $\vec{B}_0$ et la direction de propagation. ds est l'élément d'arc de la trajectoire (j) de l'onde.

En posant :

$$M = \overline{B_0 \cdot \cos \theta \cdot \sec \Psi} \quad (2)$$

nous mettons en évidence le contenu total d'électrons $\mathcal{N}$.

$$\Omega = \frac{K \cdot M}{f^2} \cdot \mathcal{N} \quad (3)$$

Ψ est l'angle entre la direction de propagation et la verticale du lieu.

La différence des rotations Faraday de deux fréquences proches f_1 et f_2 est donnée par

$$\Delta \Omega = \Omega_{f_1} - \Omega_{f_2} = \frac{K \cdot M}{\alpha \cdot f_2^2} \cdot \mathcal{N} \quad (4)$$

avec :

$$\alpha = \frac{f_1^2}{f_2^2 - f_1^2}$$

Le nombre de demi-rotations n_Ω sur une fréquence est une fonction linéaire de l'écart Δn qui existe entre le nombre de demi-rotations sur les deux fréquences :

$$n_\Omega = \frac{\Omega}{\pi} = \alpha \cdot \frac{\Delta \Omega}{\pi} - n_0 = \alpha \cdot \Delta n - n_0$$

Pour chaque zéro Faraday, on trace la droite de pente α . La valeur de n_0 adoptée est la moyenne arithmétique $\overline{n_0}$ de toutes les ordonnées à l'origine ainsi trouvées. n_0 est le nombre de demi-rotations et fractions de rotations entre le point le plus au Nord de l'enregistrement et un point fictif N'_0 qui correspondrait à une extrapolation vers le Nord de cet enregistrement. En ce point N'_0 , les ondes de fréquences f_1 et f_2 ont subi respectivement n_{10} et n_{20} demi-rotations :

$$n_{10} - n_{20} = m_\Omega$$

m_Ω est un nombre entier, positif ou nul.

Le nombre absolu de demi-rotations en un point quelconque est alors donné par :

$$n_\Omega = \alpha \cdot \Delta n - \overline{n_0} + m_\Omega \cdot k$$

k est une constante.

Connaissant m_{Ω} , le contenu total d'électrons, à l'instant t_n d'un zéro Faraday, peut être calculé.

Les méthodes pratiques de calcul qui ont été généralement adoptées font intervenir un certain nombre d'hypothèses simplificatrices : le principe de l'évaluation des paramètres M et m_{Ω} affecte fortement la précision des résultats.

Nous proposons une méthode pratique qui permet de réduire considérablement l'erreur engendrée par la variation du facteur M . Nous montrons également que l'ambiguïté due au nombre m_{Ω} peut être levée dans la plupart des cas.

II. - DETERMINATION DU FACTEUR M . -

Pour des raisons de simplification, les stations du "Joint Satellite Studies Group" attribuaient au facteur M la valeur numérique du produit $B_0 \cos \theta \sec \psi$ une altitude fixe. La valeur du contenu total d'électrons ainsi calculée est entachée d'erreurs importantes ; l'incertitude croît considérablement lorsqu'on s'approche de la zone où l'angle θ tend vers 90° . Dans le cas d'une station de l'hémisphère Nord et de latitude moyenne ($48^\circ 49'$ N pour la station du Val-Joyeux), les valeurs des contenus totaux, obtenues à partir des points les plus au Nord de la station, n'ont aucune signification : l'incertitude est supérieure à 100 %.

La précision est améliorée en effectuant le calcul du facteur M à l'altitude h_m du maximum d'ionisation N_0 [BERTIN et al., 1968] mais les valeurs des contenus totaux associées aux mesures faites vers le Nord de la station restent fortement erronées.

On pourrait s'abstraire de cette cause d'erreur en négligeant systématiquement ces points. Le domaine géographique d'observation serait

ainsi considérablement réduit. De plus, la détermination du nombre m_{Ω} deviendrait souvent impossible.

En calculant le facteur M au niveau du maximum d'ionisation, on commet une erreur due à la variation de M autour de cette valeur :

$$\Delta M = M_h - M_{h_m}$$

Nous allons montrer qu'il est possible d'améliorer la précision des résultats en calculant M_h par itérations successives.

A. - CALCUL DE M .

Rappelons d'abord la définition du facteur M . En rapprochant les relations (1) et (3), nous obtenons :

$$\int_0^{h_s} N \cdot B_0 \cdot \cos \theta \cdot \sec \Upsilon \cdot dh = M \cdot \int_0^{h_s} N \cdot dh$$

où h_s désigne l'altitude du satellite.

En posant :

$$N = N_0 \cdot f(h)$$

nous obtenons :

$$M = \frac{\int_0^{h_s} B_0 \cdot \cos \theta \cdot \sec \Upsilon \cdot f(h) \cdot dh}{\int_0^{h_s} f(h) \cdot dh} \quad (5)$$

Pour calculer ce rapport, nous utiliserons une fonction de répartition de Chapman :

$$f(h) = f_H(z)$$

avec :

$$z = \frac{h - h_m}{H}$$

Les sondages ionosphériques permettent le calcul de h_m et de N_0 ; le décrément H est déduit de la valeur $\mathcal{W}_{h_m}$ du contenu total obtenu en attribuant au facteur M la valeur :

$$M_{h_m} = \left| B_0 \cdot \cos \theta \cdot \sec \Psi \right|_{h=h_m}$$

Nous pouvons ainsi calculer un facteur :

$$M_{h_1} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} B_0 \cdot \cos \theta \cdot \sec \Psi \cdot f_{H_0}(z) \cdot dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} f_{H_0}(z) \cdot dz} \quad (6)$$

avec :

$$H_0 = H(\mathcal{W}_{h_m})$$

A partir de la valeur $\mathcal{W}_{h_1}$ du contenu total correspondant, nous calculons successivement le décrément :

$$H_1 = H(\mathcal{W}_{h_1})$$

et le facteur M_{h_2} .

De même, le facteur :

$$M_{h_i} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} B_0 \cdot \cos \theta \cdot \sec \psi \cdot f_{h_{i-1}}(z) \cdot dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} f_{h_{i-1}}(z) \cdot dz}$$

permet le calcul d'une valeur approchée $\mathcal{M}_{h_i}$ du contenu total.

Par itérations successives, nous obtenons le contenu total d'électrons de l'ionosphère.

La différence $|h_i - h_m|$ est souvent supérieure à 100 kilomètres. La variation $(\mathcal{M}_{h_i} - \mathcal{M}_{h_m})$ correspondante n'est pas négligeable. Par contre, les différences $|h_i - h_{i-1}|$ décroissent rapidement lorsque l'indice i croît. Le tableau 23 montre que nous pouvons pratiquement nous limiter au premier terme $\mathcal{M}_{h_1}$ de la suite.

En remplaçant le facteur M_{h_m} par le facteur M_{h_1} , nous effectuons une correction :

$$\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_{h_1}} = \frac{\mathcal{M}_{h_1} - \mathcal{M}_{h_m}}{\mathcal{M}_{h_1}}$$

A une incertitude ΔM_{h_1} , sur le facteur M_{h_1} , est associée une incertitude sur cette correction :

$$\varepsilon = \frac{\Delta\left(\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_{h_1}}\right)}{\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_{h_1}}}$$

Etudions les principales causes d'erreurs affectant le calcul du facteur M_{h_1} et recherchons la répercussion correspondante ε sur la correction.

NUMERO DE LA REVOLUTION	DATE HEURE (T.U.)	LATITUDE SUBIONOSPHE- RIQUE. (°N)	$h_1 - h_m$ (km)	$\frac{N_{h_1} - N_{h_m}}{N_{h_1}}$ ($\times 10^{+2}$)	$h_2 - h_1$ (km)	$\frac{N_{h_2} - N_{h_1}}{N_{h_2}}$ ($\times 10^{+2}$)
16566	28.01.1968 20 h 10 mn	45,3	102	5,9	8	0,4
		50,0		4,0		0,3
		54,7		- 9,2		- 0,7
16785	13.02.1968 18 h 40 mn	47,3	145	7,7	14	0,8
		50,0		3,6		0,4
		55,6		-19,0		- 2,0
17168	13.03.1968 15 h 36 mn	45,3	114	2,6	12	0,3
		50,0		2,7		0,3
		54,7		-20,0		- 1,9
17326	25.03.1968 03 h 09 mn	45,8	126	5,5	11	0,5
		50,0		6,3		0,6
		54,0		- 6,0		- 0,5

TABLEAU 23.

Influence des hauteurs h_i sur la valeur numérique des contenus totaux d'électrons calculée à la station du Val-Joyeux (48° 49' N, 2° E) à partir de la réception des signaux de fréquences 40 et 41 MHz émis par le satellite "Explorer 22".

B. - VALIDITE DE LA METHODE.

A chaque noeud Faraday, la relation (6) associe un facteur M_{h_1} . Pratiquement, cette relation n'est appliquée qu'au noeud pour lequel la distance de la station de sondages au rayon satellite-station de réception est minimum. Aux autres noeuds, le facteur M est calculé à la même hauteur h_1 . L'erreur due à la variation de h_1 , sur un passage, est minimum lorsque la station de sondages est distante de 100 à 200 kilomètres vers le Nord de la station de réception du satellite (Dourbes : $50^\circ 6' N$; Val-Joyeux : $48^\circ 49' N$). Etudions d'abord l'incertitude ε sur la correction due au choix d'un noeud de référence.

1 - Incertainitude due au choix d'un noeud de référence.

Adoptons successivement des noeuds de référence qui correspondraient à des stations de sondages de latitude $52^\circ N$ (+ 2° vers le Nord) et $46^\circ N$ (+ 4° vers le Sud). Le tableau 24 montre que l'incertitude correspondante ε_n est de l'ordre de 6 % de la correction. La valeur moyenne $|\overline{\varepsilon_n}|$ de la valeur absolue de cette incertitude, entre les latitudes $43^\circ N$ et $52^\circ N$ et les longitudes $6^\circ O$ et $10^\circ E$, est de l'ordre de 3 %. L'incertitude due au choix d'un noeud de référence se répercute principalement sur les valeurs des contenus totaux des latitudes élevées. Cependant, cette incertitude est négligeable devant la correction.

Nous étudierons ensuite l'erreur due aux hypothèses faites sur la densité électronique.

2 - Incertainitude due à la densité électronique.

2.1 - Influence des paramètres h_m et N_o .

Supposons que l'altitude du maximum d'ionisation soit connue avec une incertitude $\frac{\Delta h_m}{h_m}$ de 10 %. Le tableau 25 montre que l'incertitude

REVOLUTION	LATITUDE SUBIONOSPHERIQUE DU NOEUD DE REFERENCE	$ \varepsilon_n \times 10^{+2}$	
		LATITUDE SUBIONOSPHERIQUE	
		43,5° N	50° N
16190	52° N	5	6
16218		4	6
16231		4	5
16232		4,5	4
16190	46° N	5	12
16218		4	12
16231		4	8
16232		4	7

TABLEAU 24

Incertitude ε_n due au choix d'un noeud de référence
(Satellite "Explorer 22").

REVOLUTION	$\frac{\Delta h_m}{h_m}$	$ \varepsilon_h \times 10^{+2}$	
		LATITUDE SUBIONOSPHERIQUE	
		43,5° N	50° N
16190	+ 0,10	38	34
16218		14	16
16231		16	42
16232		22	27
16190	- 0,10	34	33
16218		17	16
16231		14	40
16232		10	23

TABLEAU 25

Influence de l'incertitude $\frac{\Delta h_m}{h_m}$ de l'altitude du maximum d'ionisation sur la correction $\frac{\delta W}{N}$ (satellite "Explorer 22").

correspondante ε_h est toujours inférieure à 42 % de la correction ; la valeur moyenne $|\overline{\varepsilon}_h|$ de la valeur absolue de cette incertitude définie comme précédemment, est égale à 10 %.

L'influence de l'incertitude $\frac{\Delta N_0}{N_0}$ de la densité électronique maximum de l'ionosphère est moindre (Tableau 26.) ; la valeur moyenne $|\overline{\varepsilon}_N|$ correspondante n'est égale qu'à 6 % lorsque $\frac{\Delta N_0}{N_0}$ est égale à 0,10.

Montrons également qu'une valeur approchée $\mathcal{W}_{hm}$ du contenu total d'électrons n'affecte pas la validité de la méthode de calcul du facteur M .

2.2 - Influence d'une valeur approchée $\mathcal{W}_{hm}$ du contenu total d'électrons.

Faisons abstraction des erreurs dues à l'invariance du facteur M et à l'utilisation d'une hauteur fixe du maximum d'ionisation. Les autres sources d'erreurs provoquent une incertitude $\frac{\Delta \mathcal{W}_{hm}}{\mathcal{W}_{hm}}$ sur la valeur du contenu total d'électrons.

A l'incertitude $\frac{\Delta \mathcal{W}_{hm}}{\mathcal{W}_{hm}}$ est associée une incertitude :

$$\varepsilon_{\mathcal{W}} = \frac{\Delta\left(\frac{\mathcal{W}}{\mathcal{W}_{hm}}\right)}{\frac{\mathcal{W}}{\mathcal{W}_{hm}}}$$

sur la correction :

$$\frac{\mathcal{W}}{\mathcal{W}_{hm}} = \frac{\mathcal{W}_{h_1} - \mathcal{W}_{hm}}{\mathcal{W}_{h_1}}$$

REVOLUTION	$\frac{\Delta N_0}{N_0}$	$ \varepsilon_N \times 10^{+2}$	
		LATITUDE SUBIONOSPHERIQUE	
		43,5° N	50° N
16190	0,10	21	18
16218		12	12
16231		12	13
16232		20	22

TABLEAU 26

Influence de l'incertitude $\frac{\Delta N_0}{N_0}$ de la densité électronique
maximum de l'ionosphère sur la correction $\frac{\omega}{\omega}$ (Satellite "Explorer 22").

La valeur moyenne $|\overline{\varepsilon_{\mathcal{N}}}|$ de cette incertitude, pour un domaine d'observation de latitude comprise entre 43 et 52° N et de longitude comprise entre 6° O et 10° E, a été évaluée pour toutes les révolutions enregistrées à la station du Val-Joyeux durant les mois de Janvier et Février 1968. $|\overline{\varepsilon_{\mathcal{N}}}|$ est toujours inférieure à $\frac{\Delta \mathcal{N}_{hm}}{\mathcal{N}_{hm}}$:

$$0,1. \frac{\Delta \mathcal{N}_{hm}}{\mathcal{N}_{hm}} < |\overline{\varepsilon_{\mathcal{N}}}| < 0,6. \frac{\Delta \mathcal{N}_{hm}}{\mathcal{N}_{hm}}$$

$\frac{\Delta \mathcal{N}_{hm}}{\mathcal{N}_{hm}}$ étant de l'ordre de 20 %, l'incertitude $|\overline{\varepsilon_{\mathcal{N}}}|$ correspondante est de l'ordre de 10 %, celle-ci ne se répercute que très faiblement sur la valeur calculée du contenu total d'électrons de l'ionosphère.

Nous étudierons enfin l'influence sur la correction de la répartition des électrons dans l'ionosphère.

2.3 - Influence de la distribution des électrons.

Nous n'assimilerons plus la fonction de distribution des électrons dans l'ionosphère à une fonction de répartition de Chapman mais nous définissons différentes distributions quelconques ($\mathcal{C}$). En passant de la fonction de répartition de Chapman à une fonction ($\mathcal{C}$), le nombre total d'électrons au-dessous du maximum d'ionisation varie de η_e pourcents et la correction varie de $\varepsilon_{\mathcal{C}}(\eta_e)$ pourcents. η_e positif caractérise une augmentation du nombre d'électrons au-dessous du maximum d'ionisation ; cette augmentation est compensée, par une diminution du nombre total d'électrons au-dessus du maximum d'ionisation. A l'ensemble des révolutions observées à la station du Val-Joyeux, durant les mois de Janvier et Février 1968, faisons correspondre la valeur moyenne $\varepsilon'_{\mathcal{C}}$ de toutes les variations $|\varepsilon_{\mathcal{C}}(\eta_e)|$. La figure 25. illustre l'évolution de ce paramètre $\varepsilon'_{\mathcal{C}}$ en fonction de η_e . Pour que l'erreur devienne égale à la correction, il faudrait que la variable η_e soit égale à - 140 % ou à + 160 %.

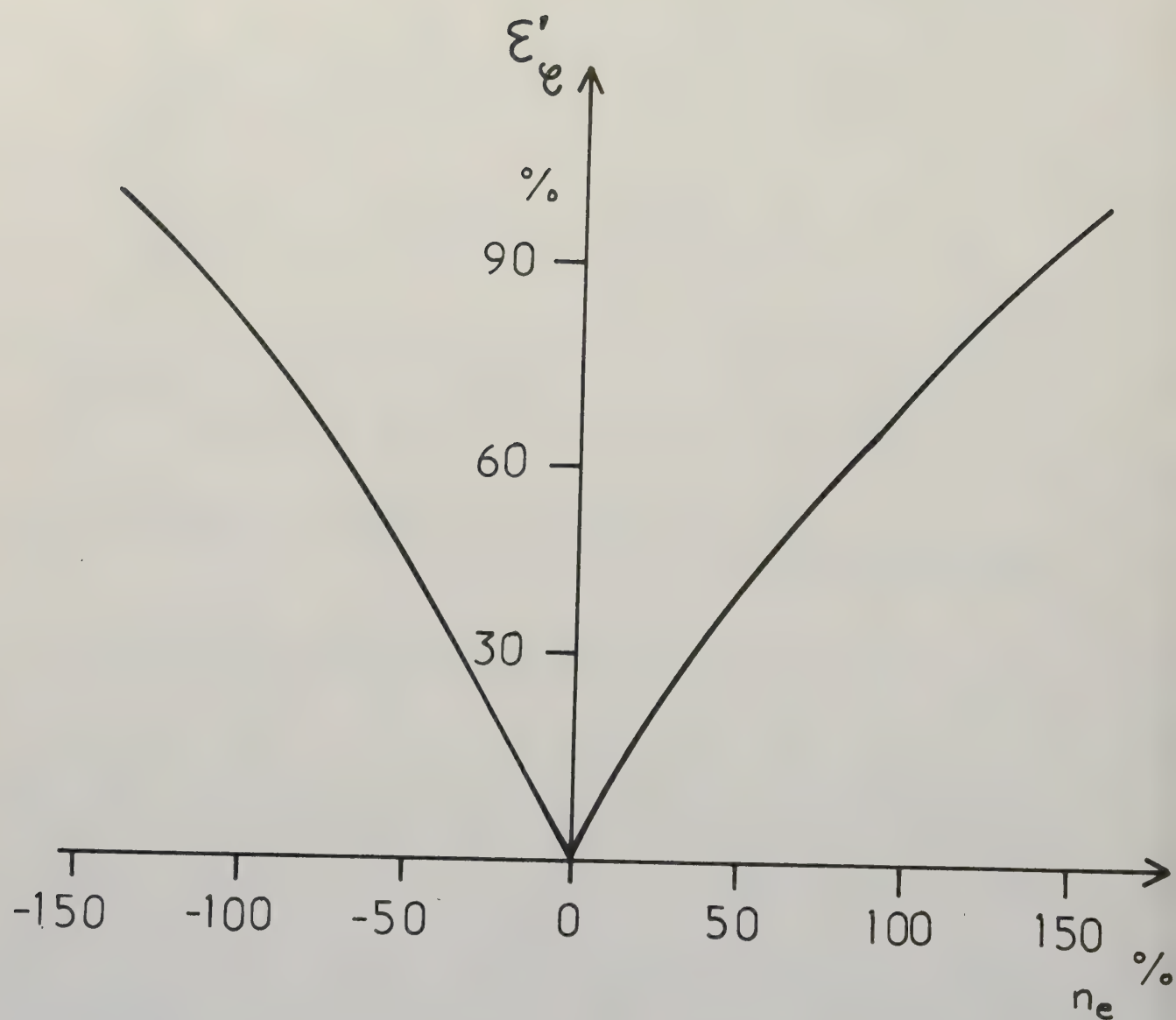


fig25- moyenne des variations $|\epsilon'_e(n_e)|$ de la correction sur la valeur des contenus totaux d'électrons, à la latitude $52^\circ N$, calculées à partir de la réception, à la station du val joyeux, des signaux émis par le satellite "explorer 22".

Les profils de répartition des électrons, en fonction de l'altitude, qui correspondent à ces deux valeurs de n_e , sont pratiquement improbables ; la comparaison des profils déduits des mesures effectuées à partir du sondeur à diffusion du C.N.E.T. à des fonctions de répartition de Chapman montre que la valeur absolue du paramètre n_e est inférieure à 30 % dans la quasi totalité des cas.

3. - Conclusion.

Faisons le bilan des différentes sources d'erreurs affectant la correction (Tableau 27.). Nous constatons que la correction n'a pas de sens pour les points les plus au Nord de la station mais la résultante des différentes erreurs décroît très rapidement lorsque l'élévation du satellite croît.

La figure 26. illustre l'évolution de l'erreur affectant le contenu total d'électrons en fonction de la distance zénithale du satellite. En rapprochant les courbes A (facteur M calculé à l'altitude du maximum d'ionisation) et B (facteur M évalué suivant la méthode décrite § A), nous remarquons que la précision du calcul du contenu total d'électrons est améliorée en se limitant à 19° d'élévation au Nord et 7° d'élévation au Sud. Nous montrerons que nous pouvons ainsi lever l'ambiguïté due au paramètre m_Ω dans la quasi-totalité des cas.

III. - DETERMINATION DU NOMBRE m_Ω . -

La latitude du point le plus au Nord des enregistrements dépouillés à la station du Val-Joyeux est toujours supérieure à 49°. Les seules valeurs de m_Ω physiquement plausibles sont alors 0 et 1.

Nous étudions les gradients latitudinaux des deux contenus totaux $(\mathcal{N}_{h_1})_{m_\Omega=0}$ et $(\mathcal{N}_{h_1})_{m_\Omega=1}$. Nous déterminons également les deux épaisseurs réduites :

SOURCES D'ERREURS	$ \overline{\varepsilon} \times 10^{+2}$		$ \overline{\varepsilon} \times 10^{+2}$
	LATITUDE SUBIONOSPHERIQUE		
	52° N	43° N	
Noeud de référence	8	4	3
Hauteur du maximum d'ionisation	26	20	10
Maximum d'ionisation	15	14	6
Valeur approchée ω_{hm}	22	20	10
Distribution des électrons	26	24	12
TOTAL	97	82	41

TABLEAU 27

Sources d'erreurs affectant la correction $\frac{\int \omega}{\omega}$.

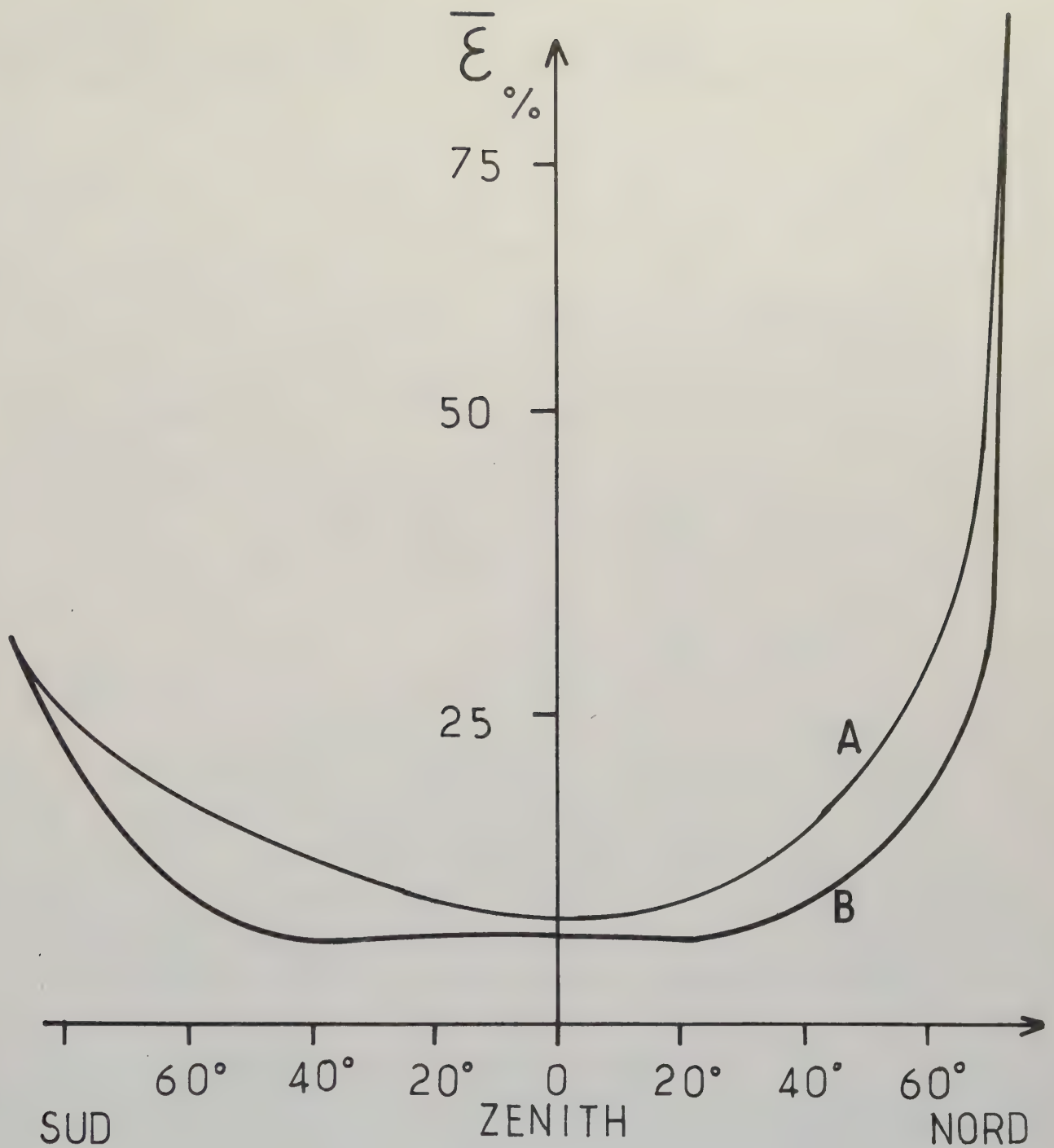


fig 26 - évolution, en fonction de la distance zénithale du satellite, des erreurs affectant la valeur du contenu total d'électrons calculée en déterminant le facteur M

1. à l'altitude du maximum d'ionisation (courbe A)
2. suivant la méthode décrite précédemment (ϕ A) (courbe B)

$$(E_N)_{m_{\Omega}=0} = \frac{(\mathcal{W}_{h_1})_{m_{\Omega}=0}}{N_0} = 0 \quad \text{et} \quad (E_N)_{m_{\Omega}=1} = \frac{(\mathcal{W}_{h_1})_{m_{\Omega}=1}}{N_0}$$

à la latitude de la station mesurant la densité électronique maximum N_0 .

La figure 27 illustre l'évolution latitudinale des quantités $(\mathcal{W}_{h_1})_{m_{\Omega}=0}$ et $(\mathcal{W}_{h_1})_{m_{\Omega}=1}$. Nous pouvons affirmer que m_{Ω} est nécessairement nul : le contenu total $(\mathcal{W}_{h_1})_{m_{\Omega}=1}$ est en contradiction avec les valeurs médianes de l'épaisseur réduite et du gradient latitudinal du contenu total d'électrons, obtenues à partir d'autres méthodes de mesures.

Pratiquement, nous nous fixons de très larges fourchettes :

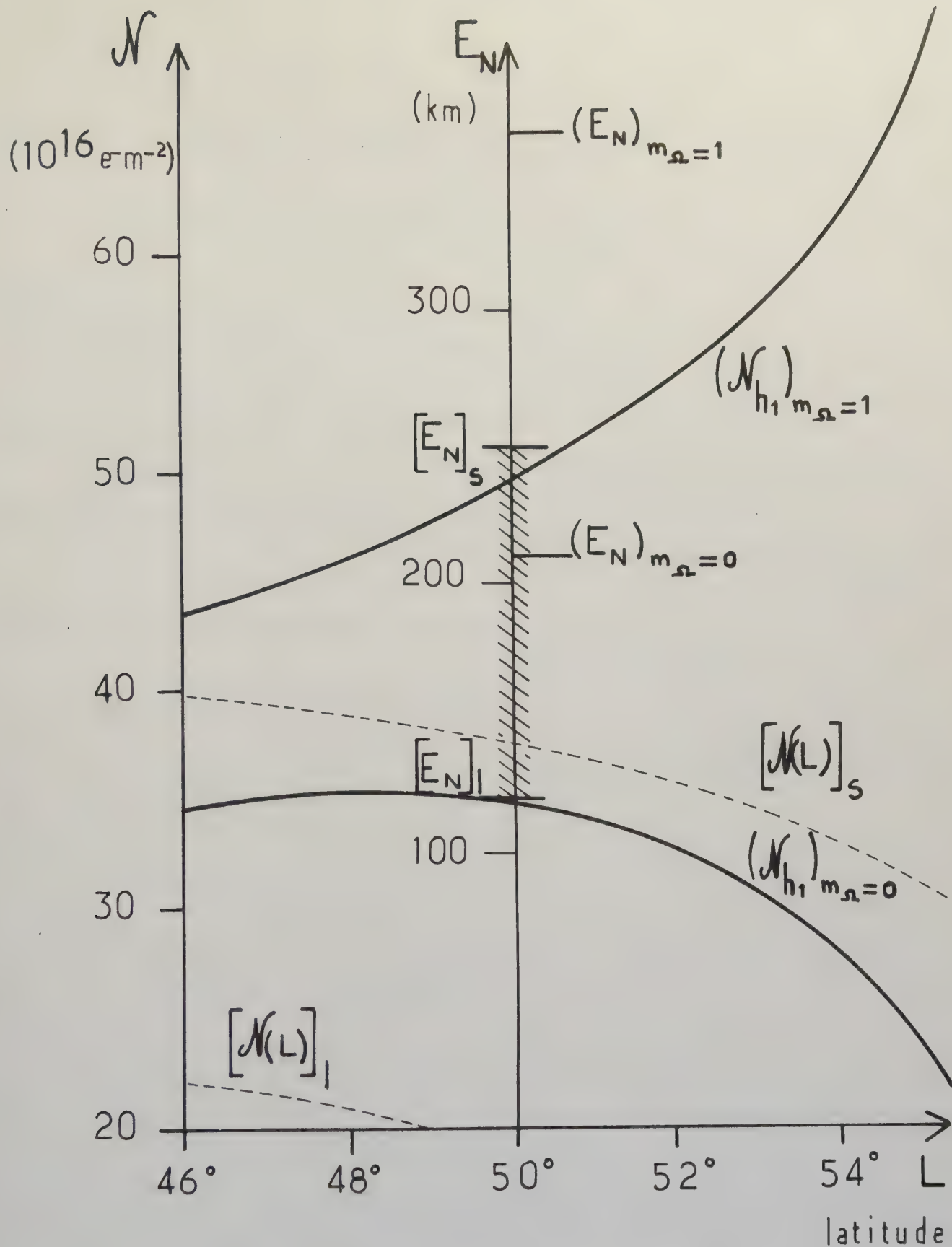
$$\left\{ [\mathcal{W}(L)]_i, [\mathcal{W}(L)]_s \right\}, \left\{ \left[\frac{\partial}{\partial L} \mathcal{W}(L) \right]_i, \left[\frac{\partial}{\partial L} \mathcal{W}(L) \right]_s \right\}$$

et $\left\{ [E_N]_i, [E_N]_s \right\},$

fonctions de l'heure locale et de la saison. En général, les trois paramètres $(\mathcal{W}_{h_1})_{m_0}$, $\left(\frac{\partial}{\partial L} \mathcal{W}_{h_1} \right)_{m_0}$ et $(E_N)_{m_0}$, correspondant à l'une des deux valeurs m_0 du nombre m_{Ω} , sont à l'intérieur de leur fourchette respective (Figure 27.) ; les trois autres paramètres $(\mathcal{W}_{h_1})_{m_1}$, $\left(\frac{\partial}{\partial L} \mathcal{W}_{h_1} \right)_{m_1}$ et $(E_N)_{m_1}$ sont à l'extérieur de ces fourchettes. Dans le cas contraire, la valeur numérique du contenu total d'électrons est indéterminée.

Le tableau suivant, relatif aux enregistrements effectués du 1er Janvier au 31 Décembre 1968, montre que les cas d'indétermination sont relativement rares :

$m_{\Omega} = 0$	539 enregistrements
$m_{\Omega} = 1$	97 enregistrements
indéterminé	22 enregistrements



Révolution 21909 Explorer 22

20 02 1969

Fig 27 - évolution latitudinale des quantités $(N_{h1})_{m_{\Omega}=0}$ et $(N_{h1})_{m_{\Omega}=1}$
représentation des espaces $\{[N(L)]_I, [N(L)]_s\}$ et $\{[E_N]_I, [E_N]_s\}$

Dans certains cas, nous devons nous limiter à la valeur ω_{hm} :

- le satellite est trop éloigné (élévation maximum, au cours de la révolution, inférieure à 20 degrés)
- le rayon satellite-station, correspondant au noeud Faraday de référence, traverse les zones transversales
- N_0 et h_m ne peuvent pas être calculées (dans ce cas, le facteur M , est calculé à l'altitude 350 km).

Nous pouvons également nous limiter à la valeur ω_{hm} lorsque l'épaisseur réduite de l'ionosphère est très faible.

La réduction de 85 % des enregistrements effectués en 1968 a nécessité le calcul de ω_{h_1} .

B I B L I O G R A P H I E

- AARONS J., J. MULLEN, S. BASU - Geomagnetic control of satellite scintillations -
J.G.R., 68, 3159-3168, 1963.
- ALPERT YA.L. - Results of ionospheric investigations by means of coherent radio waves emitted from artificial earth satellites -
Geomagnetism and Aeronomy, IV, n° 3, p. 382-398, 1964.
- ALPERT YA.L., V.M. SINELNIKOV - On the latitude-time distribution of the electron concentration and on inhomogeneities in the outer ionosphere -
Planet. Space Sci., 14, 313-333, 1966.
- ALPERT YA.L. - Discussion of letter by W.J. ROSS et al. -
J.G.R., 74, n° 5, 1317, 1969.
- ALPERT YA.L. and V.M. SINELNIKOV - On the local and integral electron density of the ionosphere measured by means of coherent radio waves emitted from artificial earth satellites - I. -
J.A.T.P., 31, 641-661, 1969.
- ANASTASSIADES M. - Contribution from the electronics laboratories of the National University of Athens -
Final Scientific Report A.F. 61 (052) - 754, 1968.
- AXFORD W.J., C.O. HINES - A unifying theory of high-altitude geophysical phenomena and geomagnetic storms -
Canadian Journal of Physics, 39, 1433-1464, 1961.
- BERTEL L. - Effet Doppler ionosphérique du 1er ordre -
Ann. de Géophysique, 25, fasc. 1, 85-91, 1969.
- BERTEL L., C. CASTREC - Utilisation des satellites Diadème pour la détermination des contenus électroniques -
Ann. de Géophysique, 25, fasc. 1, 93-98, 1969.
- BEFTIN F., J. PAPET-LEPINE - Erreurs dans les méthodes de détermination du contenu total d'électrons par la mesure de l'effet Faraday différentiel -
Ann. de Géophysique, 24, fasc. 1, 63-74, 1968.

- BEYNON W.J.G., E.S.O. JONES - The scintillation of radio signals from the Discover 36 Satellite -
J.A.T.P., 26, 1175-1185, 1964.
- BHONSLE R.V. - Diurnal variation of large scale ionospheric irregularities
J.G.R., 71, 4571-4577, 1966.
- BLACKBAND W.T. - The determination of ionospheric electron content by observation of Faraday fading -
J.G.R., 65, 1987-1992, 1960.
- BOWHILL S.A. - Origin of field aligned irregularities in the F region -
Publié dans : Spread F and its effects upon radiowave propagation and communications. A.G.A.R.D., 95, 579-590, 1966.
- CAIN J.C. - Models of the earth's magnetic field radiation trapped in the earth's magnetic field -
Billy M. Mc. Cornac Editor, 7-25, 1966.
- CALVERT J.W., C.W. SCHMID - Spread F observations by the Alouette topside sounder satellite -
J.G.R., 69, 1839-1852, 1964.
- CALVERT J.W. - Steep horizontal electron density gradients in the topside F layer -
J.G.R., 71, n° 15, 3665-3669, 1966.
- CHECCACCI P.F., P.F. PELLEGRINI - Direct measurement of ionospheric irregularities by S. MARCO 2 Satellite -
Addendum to report of the Joint Satellite Studies Group, Oslo, 45-53, 1968.
- CHECCACCI P.F., F. FABENI, G.P. PAZZI, A. RANFAGNI - Electron content measurements by differential Doppler method -
Addendum to report of the Joint Satellite Studies Group, Oslo, 174-177, 1968.
- DAGG M. - The origin of the irregularities responsible for radio star scintillations and spread F -
J.A.T.P., 11, 139-150, 1957.
- DAVIS M.J., A.V. Da ROSA - Travelling ionospheric disturbances originating in the auroral oval during polar substorms -
J.G.R., 74, n° 24, 5721-5735, 1969.
- DESSLER A.J. - Large amplitude hydromagnetic waves above the ionosphere -
J.G.R., 63, 507-511, 1958.
- DOUGHERTY J.P. - Magnetohydrodynamics of the small-scale structure of the F. region -
J.G.R., 64, 2215-2216, 1959.
- DUNGEY J.W. - Connective diffusion in the equatorial F region -
J.A.T.P., 9, 304-310, 1956.

- DYSON P.L. - Direct measurements of the size and amplitude of irregularities in the topside ionosphere -
J.G.R., 74, n° 26, 6291-6303, 1969.
- ELKINS T.J., F.F. SLACK - Observations of travelling ionospheric disturbances using stationary satellites -
J.A.T.P., 31, 421-439, 1969.
- EVANS J.V. - Sunrise behaviour of the F layer at midlatitudes -
J.G.R., 73, n° 11, 3489-3504, 1968.
- FARLEY D.T. - A theory of electrostatic fields in a horizontal stratified ionosphere subject to a vertical magnetic field -
J.G.R., 64, 1225-1233, 1959.
- FARLEY D.T. - A theory of electrostatic fields in the ionosphere at non-polar geomagnetic latitudes -
J.G.R., 65, 869-877, 1960.
- GARNIER M. - Calcul des lignes de force du champ géomagnétique -
C.R. Acad. Sci. PARIS, 264, série B, 1373-1376, 1967.
- GRINGAUZ K.I., YU. A. KRAVTSOV, V.A. RUDAKOV, S.M. RYTOV - Possibility of determining local electron concentration by the dispersion method using artificial earth satellites and the new ionization maximum in the ionosphere -
Geomagnetism and Aeronomy, V, n° 4, 591-594, 1965.
- GUIER W.H., G.C. WEIFFENBACH - A satellite Doppler navigation system -
Proceedings of the I.R.E., 48, 507-516, 1960.
- GUSTAFSSON G. - A revised corrected geomagnetic coordinate system -
Kiruna Geophysical Observatory Report n° 694, 1969.
- HANBABA R. - Trajectoires des ondes électromagnétiques émises par les satellites artificiels à travers une ionosphère anisotrope -
Thèse de Dr. de 3e cycle, Faculté des Sciences, PARIS, 1967.
- HANBABA R. - Trajectoires des ondes électromagnétiques émises par les satellites artificiels à travers une ionosphère anisotrope -
Ann. de Géophysique, 24, fasc. 3, 765-770, 1968.
- HANBABA R., J. PAPET-LEPINE - Correction of ionospheric errors in distance measurements -
Proceedings of the Symposium on the Future Applications of Satellite Beacon Experiment, 24-1 LINDAU, 1970.
- HASELGROVE J. - Ray theory and a new method of ray tracing -
The Physics of the Ionosphere Report of the Physical Society Conference on the Physics of the Ionosphere, 355-364, 1955.
- HASELGROVE J. - Oblique ray paths in the ionosphere -
Proceedings of the Physical Society, 70 B, 653, 1957.

- HAUBERT A., F. LALOE - L'ionisation de la région F au lever du Soleil -
Publié dans "Electron density distribution in the ionosphere and
exosphere" - E. Thrane - North Holland Publishing Company,
Amsterdam, 1964.
- HERMAN J.R. - Research on spread F studies -
Final Report A.F.C.R.L., 64-65, 1964.
- HERMAN J.R. - A charged particle production mechanism for spread F irre-
gularities -
Publié dans "Spread F and its effects upon radiowave propagation and
communications" - A.G.A.R.D., 95, 567-578, 1966.
- HINES C.O. - Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights -
Canadian Journal of Physics, 38, 1441, 1960.
- KOFURIN YU.L., YU. A. LOVURA, M.A. OVSYANKIN - Radio astronomical inves-
tigation of the parameters of large scale ionospheric inhomogenei-
ties -
Geomagnetism and Aeronomy, IX (2), 215-219, 1969.
- LITTLE C.G., R.S. LAWRENCE - The use of polarization of satellite signals
to study the electron content and irregularities in the ionosphere -
Journal of Research of the N.B.S., 64 D, n° 4, 335-346, 1960.
- LISZKA L., G.N. TAYLOR - Study of large scale irregularities using obser-
vations of Faraday rotations of satellites signals -
J.A.T.P., 27, 843-854, 1965.
- LOFTUS B.T., T.E. VANZANDT, W. CALVERT - Observations of conjugate ducting
by the fixed frequency topside sounder satellite -
Ann. de Géophysique, 22, n° 4, 530-537, 1966.
- MARTYN D.F. - The normal F region in the ionosphere -
Proceedings of the I.R.E., 47, 147-155, 1959a.
- MARTYN D.F. - Large scale movements of ionization in the ionosphere -
J.G.R., 64, 2178-2179, 1959b.
- MASS J., Z. HOUMINER - Magnetic field aligned ionization layers observed
by Faraday rotation -
J.G.R., 72, n° 19, 4940-4944, 1961.
- MENDILLO M., M.D. PAPAGIANNIS, J.A. KICBUCHAR - Ionospheric storms at mid-
latitudes -
Radio Science, 5.6., 895-898, 1970.
- de MENDONÇA F. - Ionospheric electron content and variations measured by
Doppler shifts in satellite transmission -
J.G.R., 67, n° 6, 2315-2337, 1962.

- de MENDONÇA F. - Ionospheric studies with the differential Doppler technique -
Radio Astronomical and Satellites Studies, J. Aarons, North Holland
Publishing Company, Amsterdam, 289-312, 1963.
- MERRILL R.G., R.S. LAWRENCE - Synoptic variations and vertical profiles
of large scale ionospheric irregularities -
J.G.R., 68, n° 19, 5453-5460, 1963.
- MULDREW D.B. - Radio propagation along magnetic field aligned sheets of
ionization observed by the Alouette topside sounder -
J.G.R., 68, n° 19, 5355-5370, 1963.
- MULDREW D.B. - Nonvertical propagation and delayed echo generation obser-
ved by the topside sounders -
Proceedings of the I.E.E., 57, n° 6, 1097-1107, 1969.
- NARAYANA RAO N., G.F. LYON, J.A. KLOECHAR - Acoustic waves in the ionos-
phere -
J.A.T.P., 31, 539-545, 1969.
- PIDDINGTON J.H. - Irregularities in the upper ionosphere -
Planetary Space Sci., 12, 1, 127-136, 1964.
- RAMASASTRY J., E.J. WALSH - Characteristics of magnetospheric ducts obser-
ved by the Alouette 2 topside sounder
N.A.S.A. Techn. Note, D. 5847, 1970.
- RISHBETH H., C.S.G.K. SETTY - The F layer at sunrise -
J.A.T.P., 20, 263-276, 1961.
- ROGER R.S. - Measurements of large irregularities in the total electron
content of the daytime ionosphere -
J.A.T.P., 26, 499-508, 1964.
- ROSS W.J., O.K. GARRIOTT, F. de MENDONÇA, A.V. Da ROSA - Comments on local
electrons concentration determination from Doppler dispersion mea-
surements of Satellite Radio Beacons -
J.G.R., 73, n° 3, 1102-1106, 1968.
- ROSS W.J. - Reply
J.G.R., 74, n° 5, 1318, 1969.
- SAYERS J. - Field aligned structure in the upper atmosphere -
Space Res. 5, 161-170, 1965.
- SINGLETON D.G. - Spread F and the parameters of the F layer of the ionos-
phere - Causative mechanisms -
J.A.T.P., 24, 909-920, 1962.
- SINGLETON D.G. - The spread F equator
J.A.T.P., 25, 121-149, 1963.

- SPREITER J.R., B.R. BRIGGS - Theory of electrostatic fields in the ionosphere at polar and middle geomagnetic latitudes -
J.G.R., 66, 1731-1744, 1961a.
- SPREITER J.R., B.R. BRIGGS - Theory of electrostatic fields in the ionosphere at equatorial latitudes -
J.G.R., 66, 2345-2354, 1961b.
- SWENSON E.M. - Preliminary results of aspect sensitive reflections from irregularities in the F region -
Australian Journal of Physics, 17, 490-504, 1964.
- THOME G. - Long period waves generated in the polar ionosphere during the onset of magnetic storms -
J.G.R., 73, n° 19, 6319, 6336, 1968.
- TITHERIDGE J.E - Large scale irregularities in the ionosphere -
J.G.R., 68, 3399-3417, 1963.
- TSEDILINA YE.YE., A.A. KHARYBINA - Investigation of the inhomogeneous structure of the ionosphere from the results of radio observations of Cosmos 1, Cosmos 2 and Cosmos 11 on coherent frequencies -
Geomagnetism and Aeronomy IV, n° 3, 399-402, 1964.
- TUCKER A.J., B.M. FANNIN - Analysis of ionospheric contributions to the Doppler shift of C.W. signals from Artificial Earth satellite -
J.G.R., 73, n° 13, 1, 4325-4334, 1968.
- TURNBULL R.M., P.A. FORSYTH - Satellites studies of isolated ionospheric irregularities -
Canadian Journal of Physics, 43, 800-817, 1965.
- VANZANDT T.E., W. CALVERT, E.W. KNECK, G. BUCKEL GOE - Evidence for field aligned ionization irregularities -
Space Research III, W. Priester (Editor), 1963.
- VASIL'YEV K.N., GIVISHVILL G.V., V.A. VASHERKIN, L.N. LESMCHENKO, V.S. MODENOVA - Direction and speed of ionized formations in the F region -
Geomagnetism and Aeronomy IX, n° 6, 880-881, 1969.
- VASSEUR G., R. FELDSTEIN - Calculs des profils d'ionisation à partir des sondages ionosphériques en contre-haut et en contre-bas -
Note au G.R.I., n° 28, 1967.
- WALDTEUFEL P. - Une étude par diffusion incohérente de la haute atmosphère neutre -
Thèse de Dr. d'Etat, Faculté des Sciences, PARIS, 1970.
- WARREN E.S. - Some preliminary results of sounding of the topside of the ionosphere by radio pulses from a satellite -
Nature, Lond., 197, n° 4868, 636-639, 1963.

Académie de Paris

UNIVERSITE de PARIS VI

II, Quai Saint Bernard - Paris 5

SERVICE DE LA SCOLARITE

Bureau des Enseignements du 3e Cycle

tél. 336.25.25 et 325.12.21

PERMIS D'IMPRIMER

DOCTORAT : D'ETAT
THESE DE : SCIENCES PHYSIQUES

NOM : monsieur HANBARA

Prénoms : Rudi

né le 27 Mai 1942 à Berlin ~~en~~^t Allemagne

1ère THESE : " Etude des irrégularités de la densité électronique de l'ionosphère par la mesure des effets Faraday et Doppler différentiels des satellites balisés.

2e THESE (Propositions faites par l'Université) :



Vu et Approuvé

PARIS, le 23 Juillet 1971

Le Président

de l'Université de PARIS VI

